天体的磁场

叶式辉 编著

科学出版社

1978

内 容 简 介

宇宙间的许多天体都具有强度不等的磁场，天体的物态、运动和演化同磁场有密切关系，我们观察到的许多天文现象也都同磁场有直接联系．因此，天体磁场的研究已成为目前天体物理学的重要内容之一．本世纪、特别是近二十多年来，对于太阳、恒星以及其他天体的磁场的研究取得了很大进展，利用空间探测技术直接测量了月球和一些行星的磁场．本书综述介绍这方面的进展，包括天体磁场的测量方法、资料分析的结果以及理论研究的概况等，其中对于太阳磁场的介绍比较详细．

本书可用作天体物理、地球物理、空间物理等方面的科学工作者和高等学校有关专业师生的专业参考书．

天 体 的 磁 场

叶式辉 编著

科学出版社 出版
北京朝阳门内大街137号

天津市第一印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行　各地新华书店经售

*

1978年 4 月第 一 版　开本：787×1092 1/32
1978年 4 月第一次印刷　印张：8 1/4
印数：0001—11,100　字数：184,000

统一书号：13031・719
本社书号：1033・13—5

定价：1.00 元

目　　录

序　　言

磁性是物质的基本性质之一．自然界的许多现象都与磁性有关。电磁力同万有引力、强相互作用力和弱相互作用力一起，并列为物理世界的四种基本力．

人类发现和应用磁性经历了一个漫长的途程．在这方面，我国古代劳动人民作出了巨大的贡献．伟大领袖毛主席指出：“**中国是世界文明发达最早的国家之一**”．“**在很早的时候，中国就有了指南针的发明**．”具体说来，早在公元前三世纪的战国时代，《吕氏春秋》上就有“磁石召铁”的记载，可见当时已经知道磁石能吸铁．在公元一世纪初，即东汉初年，王充《论衡》说磁勺柄指南，说明当时已发现了磁石的指极性．十二世纪初，在宋徽宗时，朱彧《萍洲可谈》和徐竞《宣和奉使高丽图经》都谈到了航海用的指南针，这表明当时指南针的使用已经非常普遍．宋代杰出的科学家沈括（1031—1095年）发现磁偏角[1]，比 1492 年哥伦布横渡大西洋时发现这一现象早四百多年．所有这些，都反映出我国古代对世界文化的重要贡献．

从十七世纪以来，对地球磁场的研究逐渐变成一门成熟的自然科学．但是，直到二十世纪初期，人类才开始研究地球以外广阔宇宙的磁场．将近七十年来，经过许多天文工作者的辛勤探索，人们愈来愈深刻地认识到，日月星辰以及浩瀚无垠的宇宙空间到处都弥漫着磁场，许多天文现象（太阳黑子、

1）见《梦溪笔谈》卷二十四．

耀斑、太阳风、极光、宇宙射线、非热射电辐射……)都与磁性密切相关．因此，天体磁场的研究已成为当代天体物理学的一个重要组成部分．最近二十多年来，这方面的工作发展得特别迅速，取得了许多重大的成果．本书打算对这些情况作一概括介绍．

本书主要讲述天体磁场的测量方法,资料分析结果,以及理论研究的概况．一些基本原理和公式不再从头叙述或推导．关于若干专门的技术细节和烦琐的理论计算，我们一般只列举参考文献．由于天体磁场现象十分复杂，观测对象众多,有关文献资料也相当浩繁,所以本书的内容不可能是很完整的和详尽的．我们希望只着重阐明一些基本概念和主要现象，以使读者对天体磁场的研究能获得一个比较全面和比较清晰的认识．作者努力这样去做,然而错误和遗漏在所难免，切盼读者提出宝贵意见．

必须指出的是,从天文学的角度来看,地球作为太阳系内的一颗行星,也是一个天体．因此,地球磁场也可以属于天体磁场的范畴．但是,考虑到地磁学早已成为一门完整的学科，已有许多专门书籍加以介绍，本书可以略去不谈．我们只是在有关章节里，就太阳磁场对地球(主要是近地空间)磁场的影响作些简略介绍．

在本书编写过程中,南京大学天文系藏文赛同志、中国科学院紫金山天文台尤建圻、王振一等同志曾给予热情帮助,提出过宝贵意见,作者谨向他们表示衷心感谢．

编著者

1976年9月于南京紫金山天文台

第一章　绪　　论

§1　历史概述

人们对地球以外天体磁场的研究，只有六、七十年的历史．但是，这也是一部不断地“**有所发现，有所发明，有所创造，有所前进**”的历史．

虽然早在十九世纪末期，已经有人从日食时拍得的日冕照片，看出太阳两极附近日冕的羽毛状精细结构很像磁力线，猜测太阳具有和地球类似的普遍磁场，但正式的可靠的资料，却是从1908年起才开始取得．1908年，美国天文工作者黑尔(G. E. Hale, 1868—1938年)在威尔逊山天文台太阳塔，通过光谱线的塞曼(Zeeman)效应测量太阳黑子的磁场，发现黑子具有强达三、四千高斯的磁场．这是人类第一次测量地球外面大宇宙中的磁场，是天体磁场研究的开端．从此以后，太阳磁场的研究蓬勃发展起来，至今在天体磁场工作中仍占居主导地位．

1947年，H. W. 巴布科克(Babcock)用大型恒星望远镜测出室女座78星的磁场强度约为1500高斯．这是除太阳外第一次观测到恒星的磁场，是天体磁场探索史上的第二个里程碑．

第三个里程碑，是在1957年以后，天文工作者通过21厘米氢线的塞曼效应测量出星际物质的磁场．这为天体磁场的研究开辟了一个广阔的新领域．

从1957年开始的星际航行时代，使天体磁场的研究工作又跃进到一个新的高度． 由于一系列人造天体发射的成

功，人们已可以直接测量行星际空间、月球以及行星的磁场.

天体磁场的探索，其范围就是这样一次又一次地扩充，观测资料也愈来愈丰富.

伟大领袖毛主席教导说："**认识有待于深化，认识的感性阶段有待于发展到理性阶段**". 观测天体磁场所积累的大量资料，为进行理论分析提供了良好的条件. 在丰富多彩的感性认识的基础上，出现了许多深入细致的理论研究，例如磁场内的谱线形成理论、太阳活动的机制、宇宙射线粒子的加速、天体磁场的起源，等等. 这方面的成果为现代天体物理学增添了许多珍贵、生动的新内容. 为了总结和交流天体磁场的研究成果，除了经常举行国际性的学术活动（例如1955年在斯德哥尔摩召开了"宇宙物理学中的电磁现象"讨论会[1]，1963年在慕尼黑附近举行了"恒星和太阳的磁场"会议[2]，1970年在巴黎举行了"太阳的磁场"会议）[3]外，还经常有一些规模较小的天体磁场讨论会（例如见文献[4、5、6]）. 当前，随着时间的推移，天体磁场研究的重要性愈来愈明显，投入这方面工作的人力和仪器也不断增加. 因此，不难预料，今后将会取得更重大、更深刻的成就.

在表1.1中，我们按时间顺序列举出天体磁场研究工作的一系列事件，读者从中或许可以了解到大半个世纪来天体磁场研究进程的梗概. 表中各项工作的具体内容和有关参考文献，请看本书有关章节的叙述.

我国在解放前，处于半封建、半殖民地的反动统治下，天体磁场的研究完全是一片空白. 解放以来，在毛主席、共产党的英明领导下，我国天文事业得到蓬勃发展，天体磁场的工作也从无到有地建立起来了. 现在中国科学院北京天文台、紫金山天文台和云南天文台都在开展正规的太阳黑子磁场观

表 1.1 天体磁场研究进程一览表

年代	工作内容	年代	工作内容
1908	太阳黑子磁场测量	1960	太阳黑子磁场方向测量
1912	太阳普遍磁场测量	1961	日珥磁场测量
1947	恒星磁场测量	1961	太阳磁场的较差自转理论
1953	太阳光电磁象仪制成	1962	太阳向量磁象仪制成
1956—58	逆塞曼效应和磁场内谱线形成理论	1962	金星磁场探测
1957—58	首次发现太阳普遍磁场的极性反转	1965	行星际空间扇形磁场的发现
1957—60	星际空间磁场测量	1965	火星磁场探测
1958—	日面局部磁场的研究和耀斑的中性点理论	1970	恒星磁场的磁象仪观测
		1970	月球岩石磁性的实验室测定
		1972	多通道太阳磁象仪制成
1959	月球磁场的初次探测	1973	木星磁场探测

测，而且已积累了大量的资料．一些新型的太阳磁场观测仪器正在积极研制中．有关的理论工作也逐步开展起来．我们已经取得的成就完全表明，天体磁场的研究在我们社会主义的祖国有着广阔的发展前景．

§2 天体磁场研究的意义

为什么要研究天体的磁场？这个问题可以从以下三个方面来回答．

首先，宇宙中绝大部份天体（太阳、恒星、星云）和星际物质都是由**等离子体**[1]组成的．像我们地球这样主要由固态物质形成的行星，反而是稀罕的例外（进一步说，地球上空的电离层也是等离子体）．既然等离子体基本上是由带电质点组成，那么，等离子体的物态、运动和变化自然都与磁场密切相关．因此，磁场对天体的物理状态的影响是巨大的、深刻的，

1）等离子体又称为物质的第四态，即是电离度很高的气体．由于带正电和负电的两种粒子的电荷总量相等，所以称为等离子体．

也是具有实质意义的. 这就告诉我们，要深入探索天体的物理状态，以及它们的运动、起源和演化，都必须去研究它们的磁场.

其次，强磁场对天体的辐射有着不容忽视的影响，黑子光谱就是一个明显的例证：磁场可以使黑子的谱线轮廓变宽，等值宽度增加，生长曲线变形. 因此，必须充分估计并精细改正这方面的影响，才能正确理解来自天体的辐射信息.

第三，太阳风使日面磁场扩展弥漫到整个行星际空间，并将地球磁场压缩在一定范围内. 这是地磁、电离层以及星际航行等方面工作都必须考虑的因素. 因此，天体磁场的研究也有一定的实用意义.

此外还可以指出，天体物理工作的一个重要内容，是利用天文观测资料来验证一些新的物理理论（由星光在太阳引力场中的偏转来验证爱因斯坦的广义相对论，就是一个著名的例子），而在这方面，天体磁场研究也能发挥一定的作用. 近年来，对白矮星和脉冲星的极强磁场（前者的磁场强度约为 10^5—10^7 高斯，后者则高达 10^{12}—10^{14}高斯！）的研究，已经初步证实了在超强磁场作用下的辐射理论. 这方面的具体情况，将留待第九章 § 6 和 § 7 叙述.

§ 3　天体的电磁性质

在讨论天体的磁场以前，我们需要了解天体的电磁性质. 只有这样，我们才能做到有的放矢，才能判断磁流体力学中所研究的若干现象[如磁耦合、引缩效应、阿尔汶（Alfvén）波等]在天体上面是否存在. 当然，各种天体的物理状态千差万别，表征它们的物理量也有许多个，可是，一般说来，表征电磁性质的最重要的参数是**导电率** σ. 它的表达式是

$$\sigma = \frac{\gamma_c \cdot 4(2kT)^{3/2}}{\pi^{3/2} m^{1/2} Z e^2 L}. \tag{1.1}$$

式中 γ_c 为一个随原子序数 Z 变化的系数：

$$当\ Z = 1\ 时，\gamma_c = 0.58;$$

$$Z = 2\ 时，\gamma_c = 0.68;$$

$$Z \to \infty\ 时，\gamma_c \to 1.$$

$L = 2\ln(D/P_o)$，这里 D 为德拜 (Debye) 半径，P_o 为两个质点之间的平均距离．其余都是通用的符号．从式(1.1)可知，σ 主要是温度 T 的函数．采用文献 [7] 里的资料，我们作成表 1.2．由该表可以看到，太阳(作为恒星的代表)、星际气体云和地球电离层的导电率都很大．作为比较，我们可以举出一般低温中性气体的导电率只有 10^{-5}、而铜（这是用作电线的良导体)的导电率也不过是 5×10^{17}.

表 1.2　太阳、星际气体云和地球电离层的导电率

		电子密度 (厘米$^{-3}$)	原子密度 (厘米$^{-3}$)	温度 (K)	碰撞截面 (厘米^2)	平均自由程 (厘米)	导电率
太　　阳:	光　球	3×10^{13}	10^{17}	5800	10^{-12}	3×10^{-2}	10^{13}
	色　球	10^{10}	10^{10}	6000	10^{-12}	60	6×10^{14}
	日　冕	10^8		10^6	10^{-16}	10^5	7×10^{15}
星际气体云:	电离氢	10	1	10000	10^{-12}	10^{11}	6×10^{12}
	中性氢	10^{-3}	10	100	10^{-8}	10^{11}	7×10^9
电 离 层:	F_2　区	10^6	2×10^8	1000	10^{-10}	10^4	3×10^{11}
	E　区	10^5	10^{13}	300	10^{-9}	10^4	2×10^{10}

在天体磁场的研究中，我们面临着一个重大的课题，即电磁现象与流体运动的结合．这两个范畴的现象，有时必须合并处理，有时可以分别对待．决定怎样处理的判据，是下面的不等式：

$$lH\sigma/\sqrt{\rho} > 1. \tag{1.2}$$

这个判据告诉我们，研究对象愈大（即线性长度 l 大），磁场

(H)愈强，导电率(σ)愈高，而密度(ρ)愈低，则上式愈能满足，此时磁场与流体相耦合，必须合并处理．对于行星大气低层(l 较大，但导电率小，仅为 10^{-3})以及地球上的海洋与湖泊(导电率甚大，约为 10^{10}，但 l 较小)，式(1.2)不成立，它们的电磁现象和流体运动当然必须分开处理．但是，对于地球电离层和绝大多数天体，判据(1.2)却是都满足的．例如对于太阳大气，

$$lH\sigma/\sqrt{\rho} \approx 3 \times 10^{6} \gg 1,$$

所以它们显然存在着**磁耦合**．这是天体磁场研究的一个重要前提．

由能量的考虑，也可以确定磁场对天体物理状态的作用．当单位体积的磁场能量($H^2/8\pi$)远大于气体热运动的能量($\frac{1}{2}\rho v^2$)时，磁场对等离子体的运动起支配作用．在太阳光球的上层，尤其在色球和日冕中，磁场较强而密度甚低，上述判据成立：

$$\frac{H^2}{8\pi} \gg \frac{1}{2}\rho v^2. \qquad (1.3)$$

这时，气体“冻结”在磁场中，物质基本上沿磁力线分布和运动，就好象一串由绳索贯穿的珠子，只能沿着绳子移动．正是由于这种情况的存在，太阳单色象与磁场图形二者间的结构和细节几乎一一对应．这些现象将在后面有关章节再详细介绍．

§4 天体磁场研究的概况

大半个世纪以来，人们对天体磁场的研究取得了很大的进展，在本章§1里已经举出了一些．概括说来，已取得的成绩主要是：(一)研制出一大批天体磁场测量仪器，并建立起一整套对观测资料进行分析处理的方法；(二)发现了一系列

天体的磁场，初步确定了它们的强度、模型和变化规律；（三）初步阐明了磁场对一些天文现象（例如太阳黑子的形成、耀斑的爆发、太阳的活动周，以及宇宙射线质点的加速）的影响；（四）就天体磁场的起源、磁场对恒星和星系演化的影响等方面开展了理论研究，并有了一个良好的开端．这些都是人类探索大宇宙这一伟大进军中的可喜收获．

但是，应当指出，现阶段我们对天体磁场的研究尚有比较大的局限性，这主要表现为：（一）除太阳外，我们对于一般天体磁场的观测资料都很粗糙．例如，恒星磁场的测量就做得很不够，已经确定的磁星不超过一百颗，这在繁星世界中不过是沧海之一粟．而且，已有的观测仅限于整个恒星的平均磁场强度，还谈不上对精细结构及其演变的研究．（二）除对月球和一些行星可用星际航行的手段对它们进行主动的探测外，现有的天体磁场测量基本上是被动地等待观测时机．至于模拟实验，还处于幼稚阶段．（三）理论研究基本上是对不同天体、不同现象零星地进行的，而且一般说来深度还嫌不够，不足以构成对天体磁场的一个系统的认识和深刻的理解．

最后，我们要谈谈现阶段天体磁场工作中存在着的困难问题．至少可以举出以下几点：（一）除太阳磁象仪外，一般观测仪器的精度都比较差。例如，对于恒星，一般只能测出几百高斯以上的磁场．（二）对观测资料的解释相当困难，这突出地表现在对磁象仪记录的理解上．现阶段的天体磁场测量绝大部分是基于光谱线的塞曼效应，可是，由于谱线是在恒星大气中经过十分复杂的辐射转移过程才形成的，因此，要正确理解观测资料，会牵涉到磁场内谱线形成的理论，而这方面的研究，尽管已有很大进展，却远不能满足客观的需要．（三）天体（例如恒星大气）是高度不均匀的，处于不同状态的物质和产生不同效果的过程常常会一道出现．一般说来，观测资料

是一大堆对象、过程和现象的错综复杂的产物．此外，地球大气和仪器也往往会使观测资料蒙受种种限制和歪曲．天文工作者就是要凭借在数量和质量上都十分有限的资料去分析高度复杂、甚至无限复杂的事物，他们当然会经常感到力不从心．这种令人困惑的局面，在天体物理工作中随时都会遇到，不仅磁场研究是如此．因此，应当承认，当前在天体磁场的研究中，矛盾和问题是很多的．

伟大领袖毛主席教导我们："**一切事物中包含的矛盾方面的相互依赖和相互斗争，决定一切事物的生命，推动一切事物的发展．**"天体磁场探索中存在着矛盾和困难，是十分自然的事，正是在克服现存的困难，解决已有的矛盾中，这门学科才得以大踏步地向前发展．这方面的实例很多．例如，向量磁象仪和多通道磁象仪的制成，把太阳磁场测量提高到一个新水平，并因此而发现了许多生动微妙的现象．采用2.6米反光望远镜配合磁象仪，人们已能测出30—50高斯的恒星磁场，这比以前的精度提高了一个数量级(详见第九章§1)．在理论方面，人们已对磁场的精细结构、快速变化和磁湍流的影响着手进行研究．通过空间探测，人们发现了行星际空间的扇形磁场结构，从而了解到太阳上不仅有南北相反的普遍磁场，还有东西对峙的整体磁场，这从根本上改变了人们关于太阳磁场的传统观念．脉冲星是六十年代天体物理学中的重大发现之一，一般都认为，脉冲星是快速自转的中子星．然而，中子星具有强达10^{13}高斯的磁场，在这样极度强烈的磁场中，必须对经典的电磁场理论作出重大的修改．目前，天体磁场研究正在迅速发展，今后必定会取得更加重大的成就．

必须指出，在天体磁场工作中，太阳磁场占有特别重要的地位．现有的天体磁场研究，无论是观测方面还是理论方面，很大部分的工作都是对太阳进行的．这种状况不难理解．太

阳是距离我们地球最近的一颗恒星，对于生活在地球上的人类来说，太阳是最亮、最大，也是唯一可以看到表面细节的恒星．从二十世纪初期起，天文工作者就一直用很大的精力研究太阳的磁场，而且已经取得了比较完整、比较可靠的成果．本书将在第四章至第七章，用四章的篇幅来介绍这方面的情况．

参 考 文 献

[1] Lehnert B. (ed.), 1958, Electromagnetic Phenomena in Cosmic Physics.

[2] Lüst R. (ed.) 1965, Stellar and Solar Magnetic Fields.

[3] Howard R. (ed.), 1971, Solar Magnetic Fields.

[4] Cimino M. (ed.) 1966, Proceedings of the Meeting on Solar Magnetic Fields and High Resolution Spectroscopy.

[5] Goldsworthy F. A. et al., 1971, *Quart. J. Roy. Astr. Soc.*, **12**, No. 4.

[6] Canuto V. (ed.), 1975, Role of Magnetic Fields in Physics and Astrophysics.

[7] Пикельнер С. Б., 1966, Основы космической электродинамики, 2-е изд.

第二章　天体磁场测量原理

从月球到太阳，从恒星到星云，这些数以亿万计的天体，它们都具有强度不等、性质各异的磁场．对这样多天体的磁场的强度、方向、分布和变化等等进行测量，是现代天体物理学的一项艰巨任务．经过几十年的实践，天文工作者已经掌握了许多种测量天体磁场的方法．像陨星、月球岩石、太阳风质点等少数可以直接搜集到样品或捕获的天体物质，我们可以在实验室里直接测量它们的磁场．对于月球和一些行星，目前则可以用空间探测的手段研究它们的磁场．但是，对于绝大部分天体来说，我们还是只能采用间接的方法，即通过磁场对电磁辐射的影响来测定它们的磁场．这些影响表现为塞曼效应、帕邢-巴克（Paschen-Back）效应、汉勒（Hanle）效应、同步迴旋辐射、拉津（Razin）效应等．这其中，塞曼效应是主要的．迄今为止，天体磁场测量的绝大部分工作都是以它为依据作出的．

除了根据磁场对辐射的影响外，还可以根据磁场对等离子体结构的影响（这表现为形态变化）和根据一些理论上的考虑（如磁能与动能的均衡分配）来估计天体的磁场．本章将从原理上对这些方法作一概略介绍．

§1　塞曼效应

在1896年，一位荷兰物理学家P.塞曼（1865—1943年）[1]把炽热的金属放在磁场中，发现了它的发射谱线的分裂，而且分裂的情况与方向有关．具体说来，顺着磁力线方向观测，一

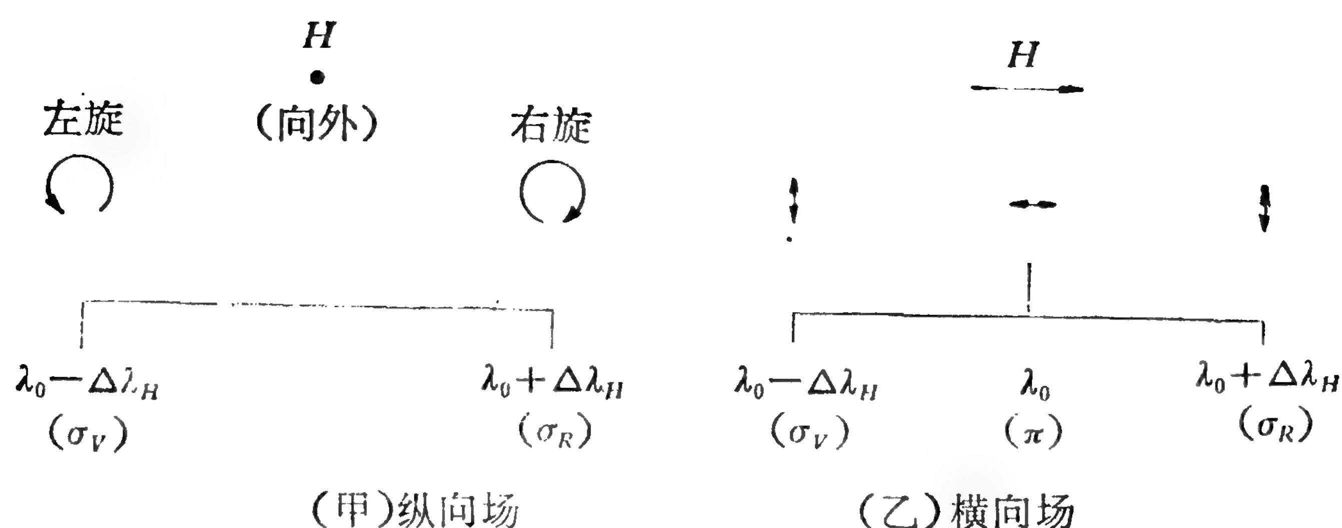


图 2.1　正常塞曼效应

条谱线分裂成两条支线（σ_V，σ_R），各在原来谱线的一侧[见图 2.1（甲）]；而从垂直于磁力线的方向观测，一条谱线分裂为三条支线，其中一条（π）与原来谱线的波长一样，另外两条（σ_V，σ_R）各在它的一侧[见图 2.1（乙）]．根据习惯，这叫做**正常塞曼效应**．

在塞曼效应发现后不久洛伦兹（H. A. Lorentz）就指出，这个现象可用他的物质和辐射的电子理论来解释，并预言各条塞曼支线都是偏振光．后来塞曼用尼科耳（Nichol）棱镜证实了这一点．在顺磁力线(纵向)情况下，两条 σ 支线都是圆偏振，其中一条是左旋，另一条是右旋；在垂直于磁场(横向)情况下，三条支线都是直线偏振的，只是 π 支线与两条 σ 支线的偏振方向互相垂直．至于各条支线的相对强度，在图 2.1 中用代表该支线的直线的长度来表示．

经典的电子理论可以很好地解释塞曼效应．一个经典的简谐振子的运动可以分解为一个线性振动和两个圆周运动（图 2.2）．沿着磁力线望去，线性振动看不见，而两个圆周运动分别从磁场取得能量和向磁场输送能量，因此它们的波长分别向紫端和红端移动．从垂直于磁力线方向看，三个振动都看得见，而且圆周运动也成为线性振动．此外，用经典理论还能够计算谱线的塞曼分裂量．具体说来，塞曼分裂量用频

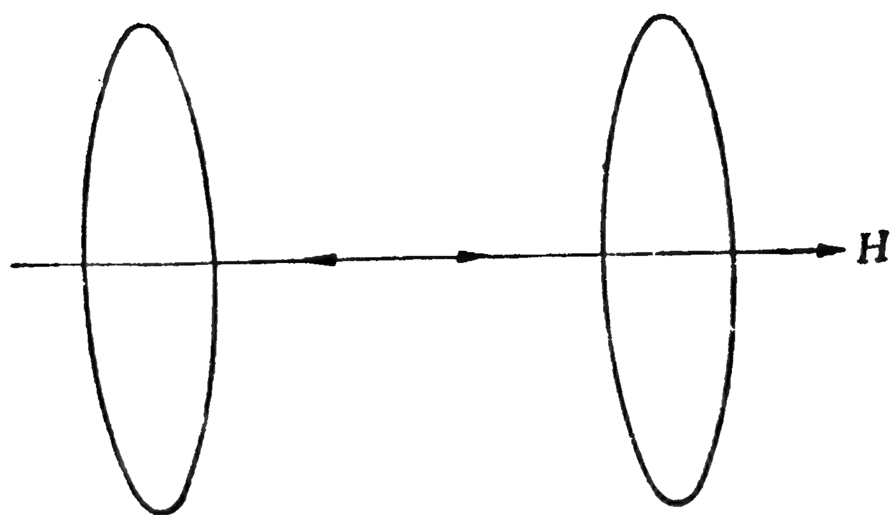


图 2.2　经典理论对塞曼效应的解释

率表示是

$$\Delta\nu_H = \frac{eH}{4\pi mc}, \tag{2.1}$$

用波长表示是

$$\Delta\lambda_H = \frac{eH\lambda^2}{4\pi mc^2}. \tag{2.2}$$

如果用波数（$\bar{\nu} = 1/\lambda$）作单位，则塞曼分裂量是

$$L = \frac{eH}{4\pi mc^2} = 4.67 \times 10^{-5}H \text{ 厘米}^{-1}; \tag{2.3}$$

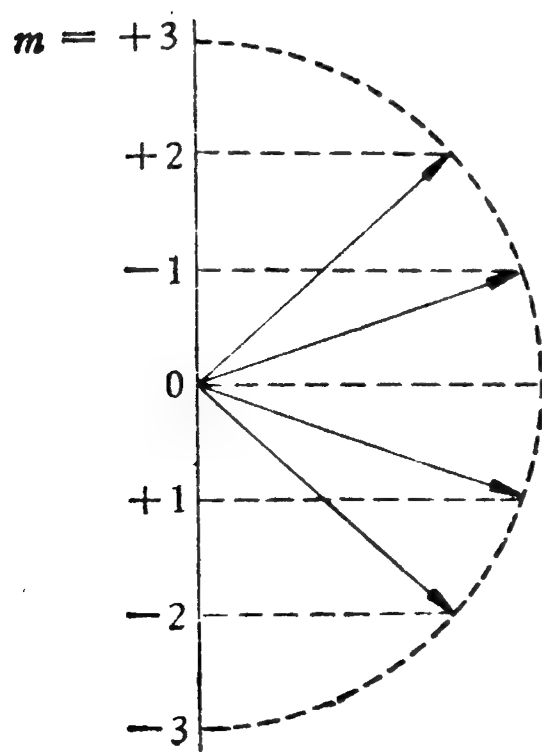


图 2.3　空间量子化

这称为一个洛伦兹单位．如果电子电荷（e）、电子质量（m）和光速（c）都采用厘米·克·秒制单位，则磁场强度（H）的单位是高斯．

如果用向量模型来解释，我们需要引进空间量子化的假设，即总角动量 $J(=L+S)$ 在磁场方向上的投影只能是整数，这称为磁量子数 $m = J, J-1, \cdots, -(J-1), -J$（见图 2.3）．在磁场中，上、下两个能态都分裂了，但原子在跃迁时

必须遵守下列规则：$\Delta m = +1, 0, -1$. 这样一来，跃迁的结果是出现三条支线(见图 2.4).

用量子力学也能说明塞曼效应，只是前面三个公式的右端都应增加一个朗德(Landè)劈裂因子 g，它的定义是

$$g = 1 + \frac{j(j+1)+s(s+1)-l(l+1)}{2j(j+1)}. \qquad (2.4)$$

每个能态各有自己的朗德因子.(对呈现正常塞曼效应的谱线来说，上、下能态的朗德因子相等.) $g=0$表示谱线不受磁场的影响；g愈大，谱线对磁场愈"敏感".

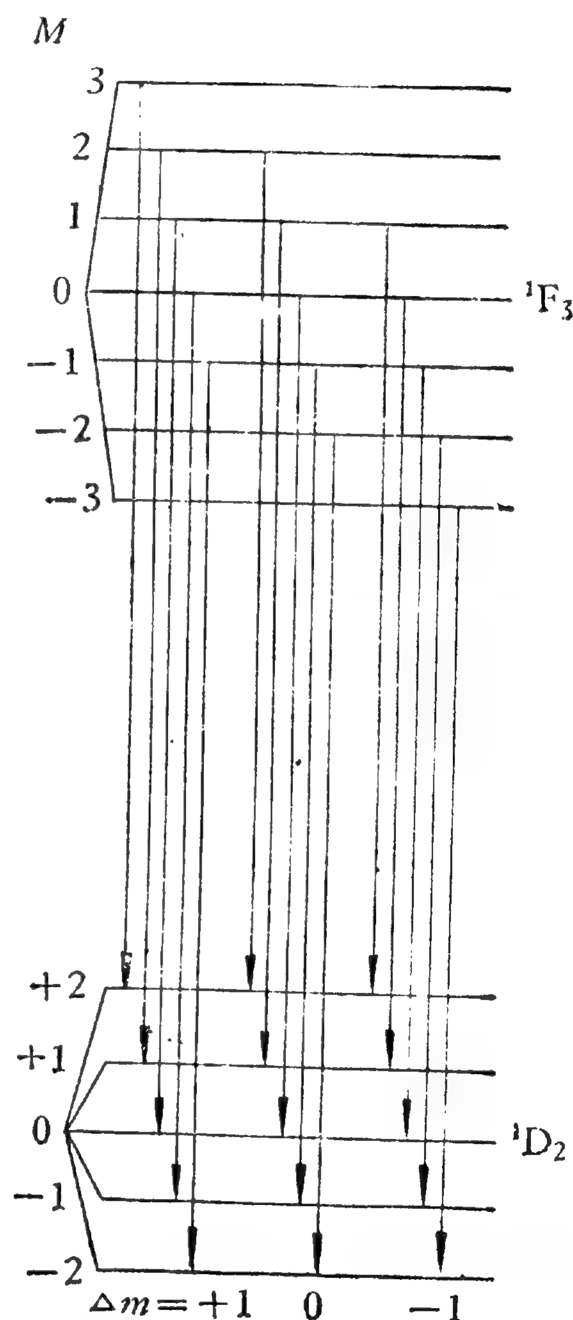


图 2.4 塞曼效应的向量模型解释

上面介绍的是正常塞曼效应. 在天体磁场测量中常用的一些谱线(例如 FeI $\lambda6302$, $\lambda5250$)都呈现这种效应. 换句话说，它们都是塞曼三分裂谱线. 实际上，多数谱线在磁场中不是分裂成三条，而是更多条支线. 这称为反常塞曼效应. 例如钙离子 CaII 的H和K两条谱线就呈现出反常塞曼效应，它们的具体分裂图样见图2.5的中间部分(代表塞曼支线的直线的长度与该支线的亮度成正比). 呈现反常塞曼效应的谱线，它们在磁场中的分裂图样各不相同，但是各条支线的分裂量都是 L(洛伦兹单位)的有理数倍. 例如 $^2D_{5/2}$—$^2D_{3/2}$ 跃迁产生十二条支线，它们的分裂量各为 $\pm\frac{1}{15}L$，$\pm\frac{3}{15}L$ (以上为 π 支线)；$\pm L$，

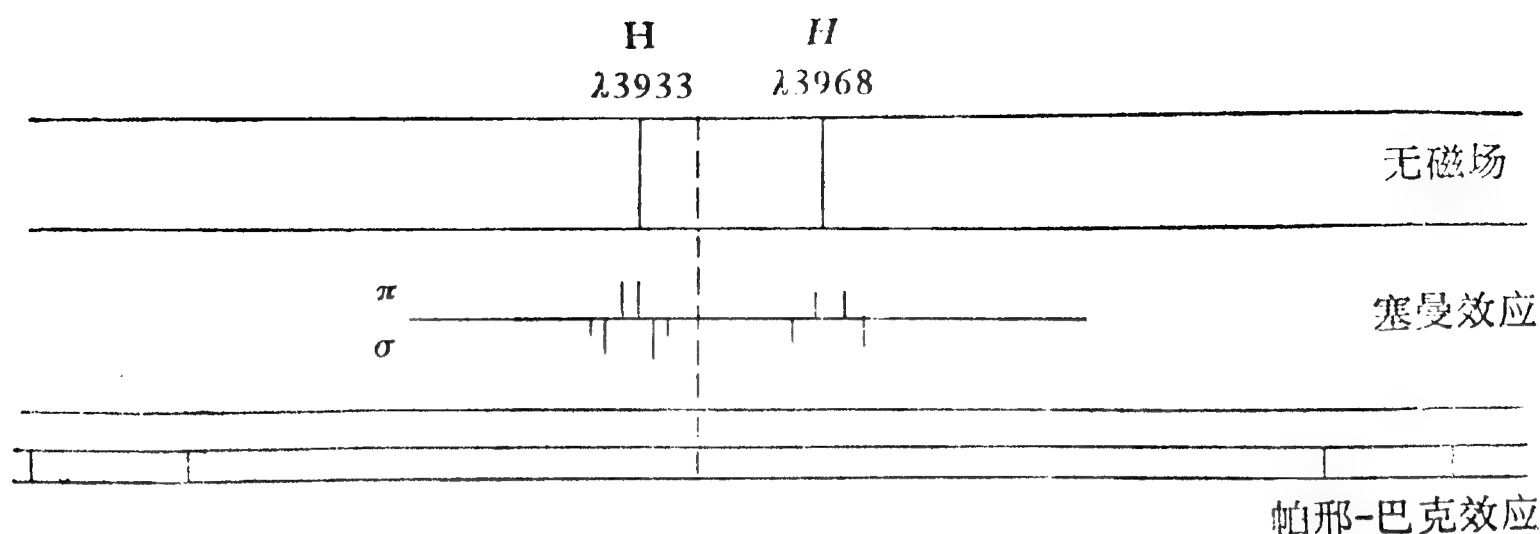


图 2.5 H，K线的塞曼效应和帕邢-巴克效应

$\pm\frac{17}{15}L$，$\pm\frac{19}{15}L$，$\pm\frac{21}{15}L$（以上为 σ 支线）. 这种分裂图样可以表示为

$$\Delta\tilde{\nu}=\frac{(\pm1),(\pm3),\pm15,\pm17,\pm19,\pm21}{15}L;$$

此处有括弧的数字属于 π 支线，没有括弧的属于 σ 支线.

在一般情况下，塞曼分裂量由下式决定：

$$\Delta\tilde{\nu}=L(g'M'-g''M''). \qquad (2.5)$$

令 $\Delta M=M''-M'$，则得

$$\Delta\tilde{\nu}=L[(g'-g'')M'-g''\Delta M]. \qquad (2.6)$$

按选择规则，ΔM 只能等于 0（π 支线）和 ±1（σ 支线）. 对单线系的谱线，$S=0$，此时 $L=J$，$g'=g''=1$. 在这种情况下，对 π 支线有 $\Delta\tilde{\nu}=0$，对 σ 支线有 $\Delta\tilde{\nu}=L$. 这就是正常塞曼效应的分裂图样.

谈到强度，对正常塞曼效应来说，在横向情况下，π 支线的强度比两条 σ 支线都大一倍；而在纵向情况下，每条 σ 支线都比横向情况下强一倍. 至于更普遍的情况，当磁场与视线相交成任意角 γ 时，三条支线的相对强度由下列公式决定：

$$I_{\sigma_-}:I_\pi:I_{\sigma_+}=\frac{1}{4}(1+\cos^2\gamma):\frac{1}{2}\sin^2\gamma:\frac{1}{4}(1+\cos^2\gamma). \qquad (2.7)$$

需要指出，上述讨论只适用于较弱的磁场. 这样的磁场比电子的自旋和轨道运动所产生的磁场要弱得多，因此它不会影响原子内部的运动. 但是，当磁场强度增加到一定程度时，外界磁场就会干扰原子内部的运动，这时呈现的是所谓帕邢-巴克效应. 这种情况下，谱线分裂的图样反而简单化了，变得与正常塞曼效应相似. 例如 CaII H，K 两条线合在一起产生的 π 支线就在 H，K 之间，而 σ 支线这时不是两条，而是两对（图 2.5 下）.

一般说来，帕邢-巴克效应在天体光谱中很少出现，这是因为太阳和一般恒星的磁场都不算太强. 但不久前有人[2]发现，太阳黑子光谱中的 Li I λ6708 共振线受到帕邢-巴克效应的影响. 锂的共振线之所以会显现出帕邢-巴克效应，这是因为它的电子的自旋和轨道角动量特别小，因此，不是很强的黑子磁场就能干扰它的原子内部的运动.

§2 逆塞曼效应

上一节叙述的塞曼效应，严格说来只适用于发射谱线，这称为正塞曼效应. 实际上，在天体光谱中我们观测和分析的主要是叠加在连续光谱背景上的吸收谱线，即夫琅和费（Fraunhofer）线. 它们呈现出所谓逆塞曼效应. 我们知道，夫琅和费线是在一系列特殊的物理条件（包括磁场）下，由复杂的辐射转移过程形成的. 因此，逆塞曼效应是一个艰深的理论课题，现有的研究还很不够. 本节里介绍的只是一些基本知识，更详细的情况留待第十一章 §1 叙述.

实验表明，塞曼三分裂的吸收谱线的分裂和偏振情况如图 2.6 所示. 粗略看来，这与正塞曼效应似乎一样. 但是仔细比较图 2.1 和图 2.6，可以发现以下三点差异：（一）对纵向磁场来说，正、逆两种效应的相应的 σ 支线的偏振方向相反；

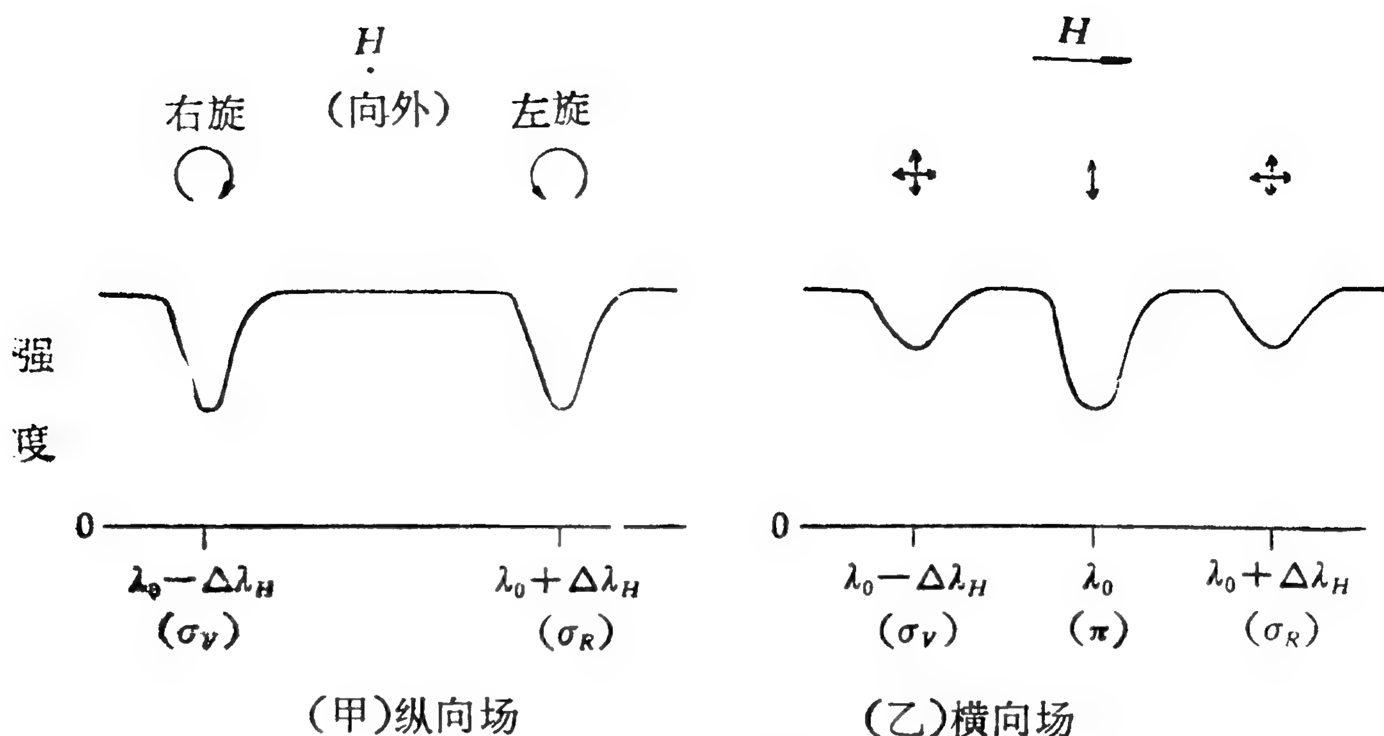


图 2.6 逆塞曼效应

(二)对横向磁场来说,正、逆两种效应的 π 支线的偏振方向互相垂直;(三)在横向情况下,逆效应的两条 σ 支线都是部分偏振,而正效应却不是这样. 这些情况告诉我们,绝不能把正、逆两种塞曼效应混为一谈[1].

应当指出,实际情况比单纯的逆塞曼效应更为复杂,这是因为:(一)天体(主要指恒星大气)的物质既吸收辐射又发射辐射,就是说,存在着复杂的辐射转移过程;(二)一般说来,磁场不够强,三条(或更多条)塞曼支线往往没有分裂开,因而偏振情况不同的辐射混合在一起;(三)恒星大气以及磁场的不均匀性,使问题变得更加困难. 因此,我们要处理的是偏振辐射在磁场内的转移问题. 为此,应当建立一整套完整的理论.

在讨论偏振辐射在磁场内的转移问题之前,我们必须先介绍一下偏振辐射的表示方法. 一般说来,一束偏振光可以分解为无偏振的自然光和椭圆偏振光的叠加(直线偏振和圆偏振可以看作是椭圆偏振的两个特例). 为了确定辐射的偏

1) 在 1956 年以前,不少天文工作者(包括黑尔在内)把正塞曼效应强加于黑子光谱的夫朗和费线,得到的结果有不少是错误的.

振状态，需要同时定出四个物理量，即：（一）辐射强度（I）；（二）辐射的偏振度（p）；（三）偏振面的方位角（χ）；（四）椭圆偏振光的椭率（β）. 如果不考虑法拉第（Faraday）旋转[1)]，偏振面是固定的，方位角不变. 为简便计，可取 $\chi=0$，即是取磁场强度向量 $\boldsymbol{H}$ 所在平面为 XOZ 平面(见图 2.7). 令 OZ

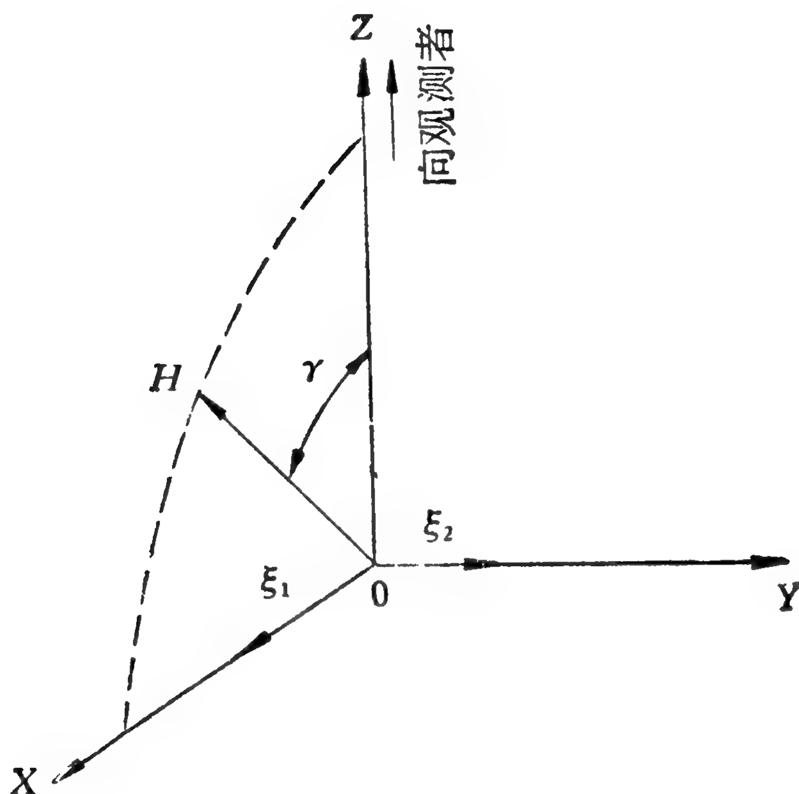


图 2.7 偏振辐射的表示

轴为光线传播的方向，它与 $\boldsymbol{H}$ 的夹角为 γ，于是可以把产生偏振光的电磁振子的振动分解为在 OX 和 OY 方向上的两个互相垂直的振动. 这两个振动的表达式是:

$$\begin{cases} \xi_x = \xi_1 \cos(\omega t - \varepsilon_1), \\ \xi_y = \xi_2 \cos(\omega t - \varepsilon_2); \end{cases} \tag{2.8}$$

此处 ξ_1 和 ξ_2 为振幅，ε_1 和 ε_2 为位相角.

描述偏振辐射，最常用的表示方法是采用斯托克斯（Stokes）参数（I, Q, U, V）[2)]. 它们的定义是:

1）解释见本章 § 4.

2）关于斯托克斯参数的性质，在 S. Chandrasekhar 著的 Radiative Transfer (1950) 一书中有详细的介绍.

$$\begin{cases} I = I_1 + I_2, \\ Q = I_1 - I_2, \\ U = 2\overline{\xi_1\xi_2 \cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}, \\ V = 2\overline{\xi_1\xi_2 \sin(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}; \end{cases} \tag{2.9}$$

式中 $I_1 = \xi_1^2$, $I_2 = \xi_2^2$. 这四个斯托克斯参数的量纲相同,皆为辐射强度. 每一个斯托克斯参数所代表的都不是某一瞬间的辐射强度,而是实际测量所花费时间内的平均值. 如果不考虑法拉第旋转,偏振面的方位固定不变,可以取 $U = 0$.

斯托克斯参数的一个突出优点,是当几束互相独立的偏振光汇聚在一起时,混合光的任何一个斯托克斯参数(例如 Q)均为各束偏振光的该斯托克斯参数之和(即 $Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + \cdots$). 这个性质使磁场内偏振光的传播问题大为简化. 本书主要采用斯托克斯参数来描述偏振辐射.

除斯托克斯参数外,彭加莱(Poincare)球也是表示偏振状态的一种良好方式. 它是一个以单位长度为半径的圆球,球面上各点代表不同的偏振状态. 例如在图2.8中, P 点的位置由 2χ 和 2ω 两个参数决定;此处 χ 为椭圆偏振光的方位角, ω 表示椭率(具体说来 $\tan\omega = b/a$, a 和 b 分别为椭圆的长轴和短轴). P 点的直角坐标为:

$$\begin{cases} x = \cos 2\omega \cos 2\chi, \\ y = \cos 2\omega \sin 2\chi, \\ z = \sin 2\omega. \end{cases} \tag{2.10}$$

因此, OX 轴上的 A 点(1, 0, 0)就代表水平线偏振, B 点(−1, 0, 0)就代表垂直线偏振;在 XOY 平面上的大圆,其上各点表示方向不同的线偏振. 两极代表圆偏振;而球面上一般的点代表具有各种椭率和不同方位的椭圆偏振. 详细描述见文献[3].

彭加莱球的突出优点是,当我们考虑一个偏振装置对辐

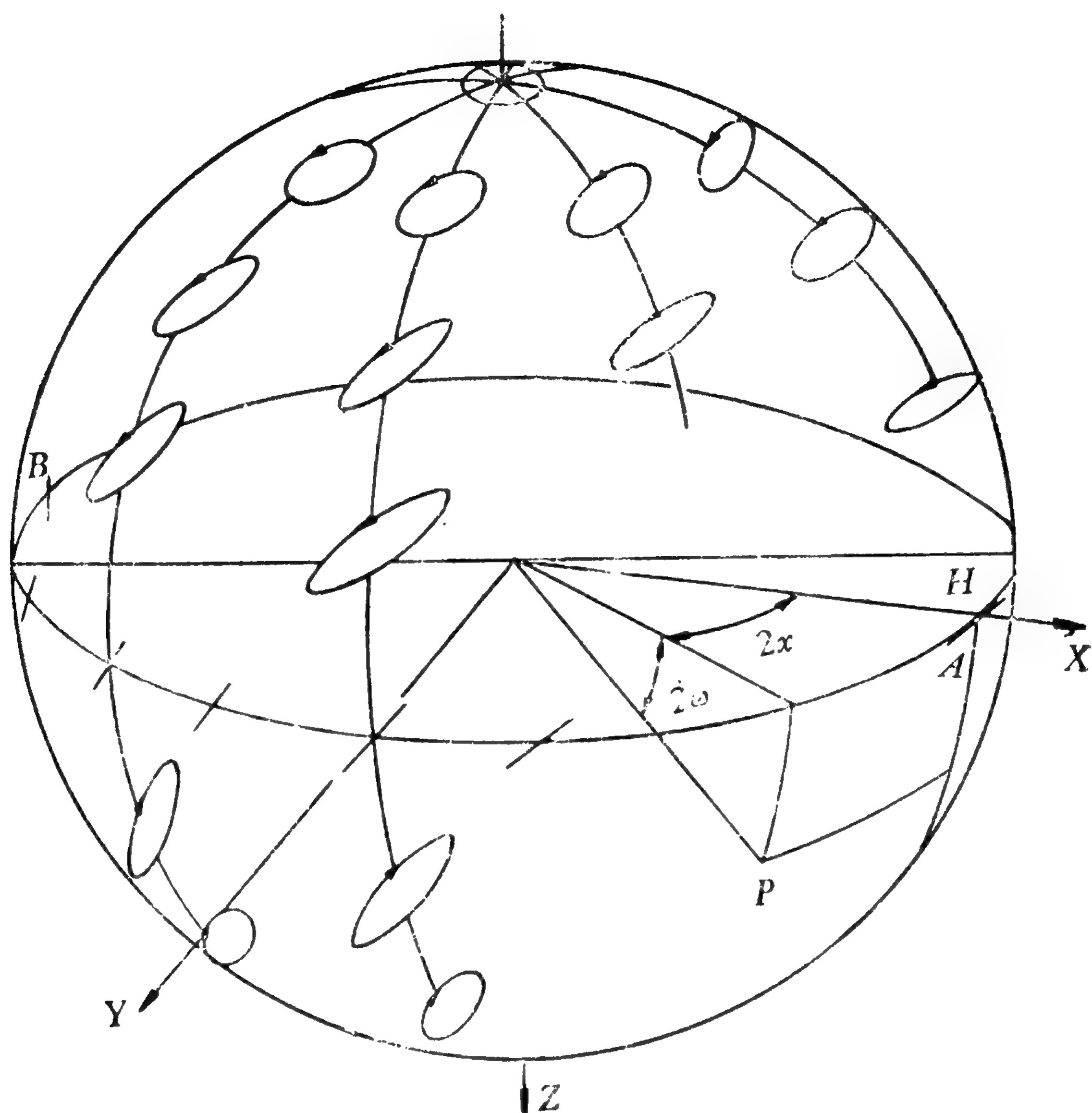


图 2.8　彭加莱球

射的作用时，只需从球面上一点 (P) 按一定方式画一段圆弧，到达另一点 (P')，这样，通过偏振装置后的偏振状态的变化就是 $P \to P'$. 用彭加莱球可以很好地解释各类磁象仪所得到的观测资料. 具体情况见文献 [4].

应当指出，上面介绍的偏振状态的两种表示方式可以互相转化. 由斯托克斯参数的定义 (2.9) 不难看出:

$$Q^2 + U^2 + V^2 = I^2. \tag{2.11}$$

这意味着，以 Q, U, V 作成直角坐标，如果以坐标原点为中心画一个圆球，则球的半径为 I. 因此，斯托克斯参数相当于一个半径为 I 的彭加莱球.

现在让我们依次说明四个斯托克斯参数的物理意义. (一) I，由定义可知，这是辐射的总强度. (二) Q 代表线偏

振．这是因为，如果 $\xi_2 = 0$（即是只剩下强度为 ξ_1^2 的线偏振光），U 和 V 也都等于零，而 Q 达到极大值（即 $Q = I$）；这相当于彭加莱 OX 轴上的 A 点．（三）同样，U 也代表线偏振．（四）V 代表圆偏振． 这是因为，圆偏振的条件是（1）$\xi_1^2 = \xi_2^2$ 和（2）$\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \pi/2$；而第一个条件使 $Q = 0$，第二个条件使 $U = 0$，于是 $V = I$．这相当于彭加莱球与 OZ 轴的交点．

最后，四个斯托克斯参数与代表偏振状态的四个物理量之间具有确定的关系，它们是：

$$\begin{cases} I = I, \\ p = \dfrac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}, \\ \tan 2\chi = \dfrac{U}{Q}, \\ \sin 2\beta = \dfrac{V}{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}. \end{cases} \tag{2.12}$$

因此，只要知道了四个斯托克斯参数，辐射的偏振状态就完全确定了．

现在可以回头来讨论偏振辐射的转移问题了．

在 1956 年，海野和三郎（W. Unno）[5] 首先提出用斯托克斯参数来研究逆塞曼效应和磁场内谱线的形成，于是，偏振辐射的转移问题可用一套斯托克斯参数的转移方程来处理．这给磁场内谱线形成的理论奠定了良好的基础．海野和三郎假设谱线纯粹由真吸收形成，此时能源函数为普朗克（Planck）函数 B[1)]．在这种情况下，他推导出斯托克斯参数的转移方程如下[2)]：

1）与辐射有关的各物理量（如 B, I, τ）都是波长或频率的函数．但为简便计，脚码 λ 或 ν 从略．

2）根据前面谈到的理由，取 $U = 0$．因此只有三个参数和三个方程．

$$\left.\begin{aligned}
\cos\theta\frac{dI}{d\tau} &= (1+\eta_I)I + \eta_Q Q + \eta_V V - (1+\eta_I)B, \\
\cos\theta\frac{dQ}{d\tau} &= \eta_Q I + (1+\eta_I)Q - \eta_Q B, \\
\cos\theta\frac{dV}{d\tau} &= \eta_V I + (1+\eta_I)V - \eta_V B.
\end{aligned}\right\} \quad (2.13)$$

式中 θ 是辐射方向与日面法线的交角；τ 是连续光谱的光学深度；而 η_I，η_Q，η_V 由下列方程定义：

$$\left.\begin{aligned}
\eta_I &= \frac{1}{2}\eta_p \sin^2\gamma + \frac{1}{4}(\eta_l + \eta_r)(1+\cos^2\gamma), \\
\eta_Q &= \left[\frac{1}{2}\eta_p - \frac{1}{4}(\eta_l + \eta_r)\right]\sin^2\gamma, \\
\eta_V &= \frac{1}{2}(-\eta_l + \eta_r)\cos\gamma,
\end{aligned}\right\} \quad (2.14)$$

此处 $\eta_\lambda = K_\lambda/K$，即为谱线内的选择吸收系数($K_\lambda$)与连续吸收系数($K$)之比．对于塞曼三分裂谱线来说，平面偏振光(用符号 p 表示)和左旋(l)、右旋(r)圆偏振光的吸收系数之间存在下列关系：

$$K_p(v) = K_l(v \mp v_H) = K_r(v \pm v_H) = K_\lambda; \quad (2.15)$$

式中 $v \equiv \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$，$v_H \equiv \Delta\lambda_H/\Delta\lambda_D$，而 $\Delta\lambda_D$ 是谱线的多普勒半宽度，$\Delta\lambda_H$ 由式(2.2)决定．式(2.15)意味着，K_p、K_l 和 K_r 都与没有磁场时的选择吸收系数 K_λ 一样，仅有的差异是 K_l 和 K_r 有 $\pm\Delta\lambda_H$ 的波长位移．至于在光线与磁场方向成 γ 角的情况下，选择吸收系数分别变为 $K_p\sin^2\gamma$，$K_l(1+\cos^2\gamma)/2$ 和 $K_r(1+\cos^2\gamma)/2$．

为了求解方程组(2.13)，海野和三郎进一步采用了三个假设：(一)磁场是均匀的，即 $H =$ 常数；(二) η 不随深度变化，即采用密尔恩-爱丁顿(Milne-Eddington)的大气模型；(三) $B = B_0(1+\beta_0\tau)$，即能源函数是光学深度的线性函数．在

这样假设下，他求得(2.13)的解式为:

$$
\left.
\begin{aligned}
r_I(\theta) &\equiv \frac{I(0,\theta)}{I_c(0,\theta)} = \frac{1}{1+\beta_0\cos\theta} \\
&\quad \times \left\{1+\beta_0\cos\theta\frac{1+\eta_I}{(1+\eta_I)^2-\eta_Q^2-\eta_V^2}\right\}, \\
r_Q(\theta) &\equiv \frac{Q(0,\theta)}{I_c(0,\theta)} = \frac{-\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\frac{\eta_Q}{(1+\eta_I)^2-\eta_Q^2-\eta_V^2}, \\
r_V(\theta) &\equiv \frac{V(0,\theta)}{I_c(0,\theta)} = \frac{-\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\frac{\eta_V}{(1+\eta_I)^2-\eta_Q^2-\eta_V^2}.
\end{aligned}
\right\}
\tag{2.16}
$$

式中 $I_c(0,\theta)$ 是在 θ 方向上连续光谱的出射辐射强度，因此，这套解式给出的是以 $I_c(0,\theta)$ 为单位的三个斯托克斯参数的出射数值.

解式(2.16)是很重要的. 我们可以用它说明太阳黑子磁场测量中 1/4 和 1/2 波片分析器的原理(见第三章 §1)，解释磁象仪等仪器所取得的观测资料(见第三章 §2 和 §3)，计算各条塞曼支线的偏振度和相对强度(见文献[6]中§5. 2. 3).

几乎与海野和三郎同时，斯捷潘诺夫 (Степанов)[7] 用另一种方法研究了逆塞曼效应和磁场内的谱线形成问题. 他运用经典的磁光学理论，求解电子在磁场中的运动方程:

$$
\ddot{\boldsymbol{r}} + \gamma\dot{\boldsymbol{r}} + \frac{e}{mc}\boldsymbol{H}\times\dot{\boldsymbol{r}} + \omega_0^2\boldsymbol{r} = \frac{e}{m}\boldsymbol{E}. \tag{2.17}
$$

他求得的磁场内吸收系数的表达式为

$$
s_\pm = \frac{1}{2}\left[(s_1+s_2) + \frac{1}{2}(2s_0-s_1-s_2)\sin^2\gamma \pm\sqrt{\frac{1}{4}(2s_0-s_1-s_2)^2\sin^4\gamma+(s_1-s_2)^2\cos^2\gamma}\right]; \tag{2.18}
$$

式中 s_0，s_1，s_2 分别为正常塞曼效应三条支线的吸收系数，s_+ 和 s_- 各为两种互成共轭偏振的辐射的吸收系数.

实验表明,如果把发出连续光谱的光源放在磁场H中,并使辐射传播方向与H平行,而把吸光装置放在另一磁场H'中,并且H'与H强度相等,方向相反,那么吸光装置中的气体对于辐射将是完全透明的.但是,如果H'与H方向相同,那么辐射通过吸光装置时将会被吸收,出现纵向塞曼效应.根据这样的实验结果,斯捷潘诺夫认为,在恒星大气中存在着振动方向互相垂直的两个辐射场I_+和I_-,以及吸收系数各为s_+和s_-的两类原子.于是,可以对这两个辐射场和两类原子分别写出两个辐射转移方程:

$$\left.\begin{aligned}\cos\theta\,\frac{dI_{\nu_+}}{d\tau_{\nu_+}} &= (1+\eta_{\nu_+})I_{\nu_+}(\theta) - \frac{j_{\nu_+}}{K_\nu} - \frac{1}{2}B_\nu,\\ \cos\theta\,\frac{dI_{\nu_-}}{d\tau_{\nu_-}} &= (1+\eta_{\nu_-})I_{\nu_-}(\theta) - \frac{j_{\nu_-}}{K_\nu} - \frac{1}{2}B_\nu.\end{aligned}\right\} \quad (2.19)$$

这与一般转移方程的差别,只是能源函数不是B_ν,而是$\frac{1}{2}B_\nu$.因此,已有的各种求解转移方程的方法都可以采用.把求得的结果按公式$I_\nu=\frac{1}{2}(I_{\nu_+}+I_{\nu_-})$合并起来,便可以研究磁场强度($H$)和方向($\gamma$)对谱线轮廓、等值宽度以及生长曲线的影响.

继上述两项研究之后,还有许多人做过进一步的工作.例如,拉齐科夫斯基(Рачковский)[8]证明,海野和三郎与斯捷潘诺夫的两套磁场内辐射转移方程,尽管形式不同,实质上却是一回事,可以互相归化.对比起来,前者的优点是具有较强的普遍性,而后者比较简便.近年来,多数工作者都倾向采用海野和三郎的方程组,把它推广到非均匀磁场和任意大气模型,并考虑到散射(包括相干散射和非相干散射)、磁湍流等的影响.关于这些研究,我们在第十一章§1中还要介绍.

§3 汉勒效应

早在 1929 年，奥曼 (Öhman)[9] 就根据理论研究预言了日珥发射线是平面偏振的．在1932年和1935 年，李约 (Lyot)[10] 对许多日珥的 H_α 和 He I D_3 都测出了平面偏振，并发现这两条谱线在这两个时期的偏振状态是一致的，即偏振的方向大体上与太阳边缘平行．但一般说来，偏振方向与日面边缘不平行，它们的夹角有时大，有时小．另外，日冕发射线也呈现出类似的现象．已经肯定，像这样的偏振现象是由束缚电子在磁场中通过共振散射产生的．这称为汉勒效应．在这个效应中，偏振度和最大偏振角都与磁场有关（当磁场强度为零时，偏振方向与日面边缘平行）．因此，根据发射线的平面偏振观测，利用汉勒效应的原理，可以测定天体的磁场．这样的工作已经对日珥(见[11]之一)和日冕(见[11]之二和[12])做过了．另外，星际物质也可能具有类似的现象．

应当指出，汉勒效应是一个复杂的问题．这是因为，除磁场外，下列因素都会影响偏振状态：（一）碰撞激发与光致激发的比值——只有光致激发能引起偏振，碰撞激发与偏振无关；（二）上、下能态塞曼分裂的类型——有些塞曼分裂(例如上能态的 $J = 1$，下能态的 $J = 0$）能产生 100% 的偏振度，而另一些（例如上能态的 $J = 0$，下能态的 $J = 1$）却完全没有偏振；（三）观测对象(例如日珥)的光学厚度——当光学厚度够大时，多次散射也能引起较大的偏振；（四）与其他能态的联锁效应；等等．因此，只有在这些因素都已加以考虑的条件下，我们才能对一定的磁场算出汉勒效应产生的偏振．豪斯 (House)[13] 研究了这方面的问题．图 2.9 是他得到的部分结果．这个图给出了上能态的 $J = 1$、下能态的 $J = 0$ 的谱线（例如 Ca I λ4227 和 Fe XIII λ10747，后者是一条禁线)的偏

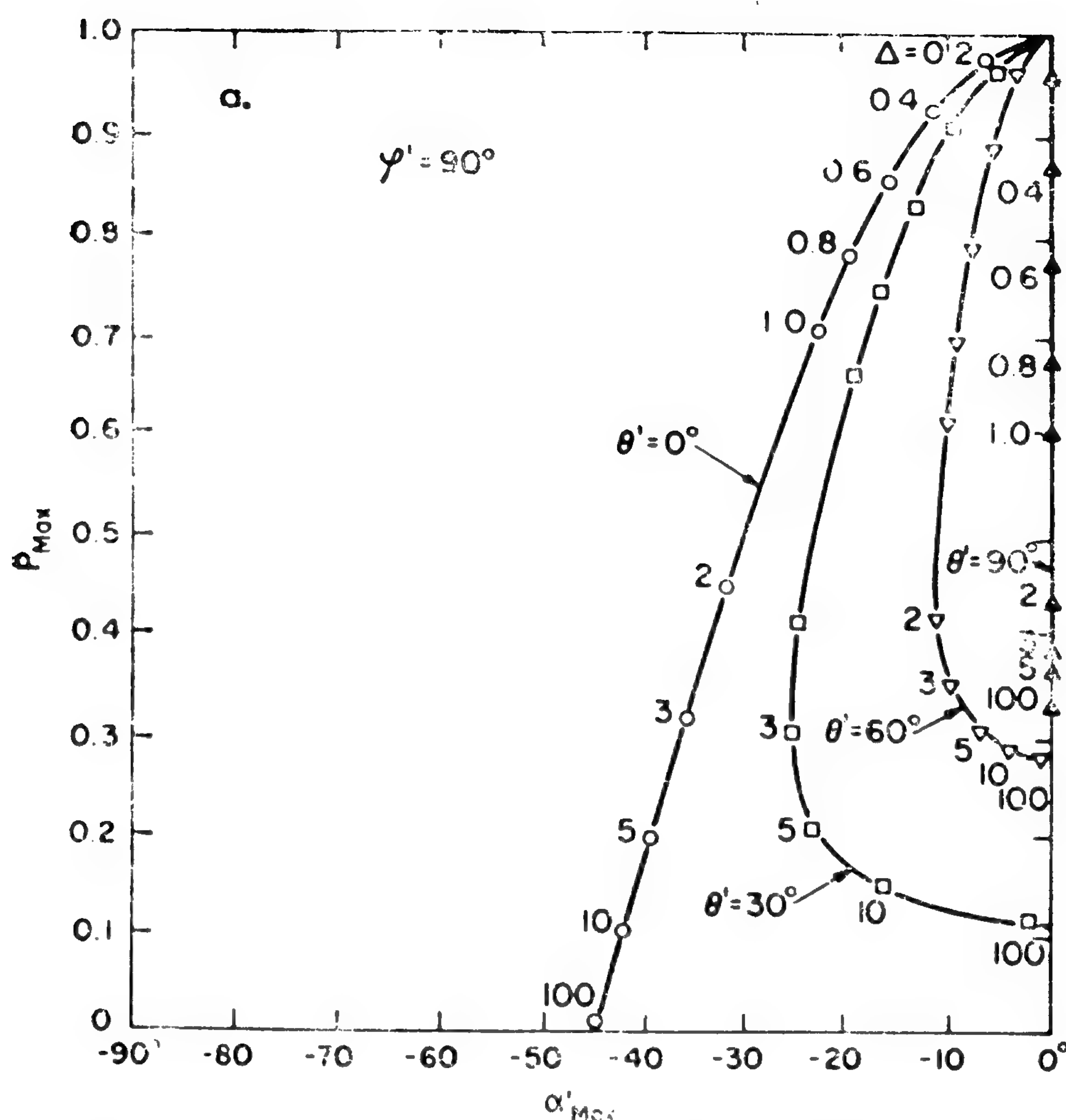


图 2.9　$J_上=1$ 和 $J_下=0$ 的谱线的线偏振度及方向

振度 P_{max} 和直线偏振的角度 α_{max}．　$\varphi' = 0$ 表示入射的光球辐射与视线垂直．　磁场位于与日面边缘平行的一个平面内．θ' 是磁场方向与视线的交角，Δ 与磁场强度成正比．从这个图可以了解到，在偏振度和方向以及磁场强度和方向之间并没有一个简单的关系．

最后还须谈到，除汉勒效应外，还有以下两个原因也能引起直线偏振：(一)横向塞曼效应；(二)由非各向同性粒子流(如耀斑发出的电子流)所产生的碰撞激发．　一般说来，这两个因素可以忽略不计．

§4　同步迴旋辐射

当一束电子以极高的速度在与磁场垂直的平面内作圆周

运动时，它不断发出辐射．因为这是在同步迴旋加速器中最早发现的，故称为**同步迴旋辐射**．这种辐射是平面偏振的，它局限于电子轨道平面内的一个小锥体中（图 2.10 左）．对位于一定地点的观测者来说，辐射是脉冲式的．接连两次脉冲的时间间隔等于电子的圆周运动周期（T_0），而每一个脉冲的长度（Δt）由角度为 θ 的小锥体扫过观测者所需的时间决定（图 2.10 右）．由于电子的运动非常快，而且数以万计的电子同时在作用，所以我们看见的实际上是一片连续辐射，它的能量分布与磁场强度（H）和电子能量（E）有关．就相对论性电子[1]来说，同步迴旋辐射极大处的频率与 HE^2 成正比．因此，如果对某一天体观测到它的同步迴旋辐射，并测出极大辐射的频率，只要还知道它的电子能量，我们就可以推算出它

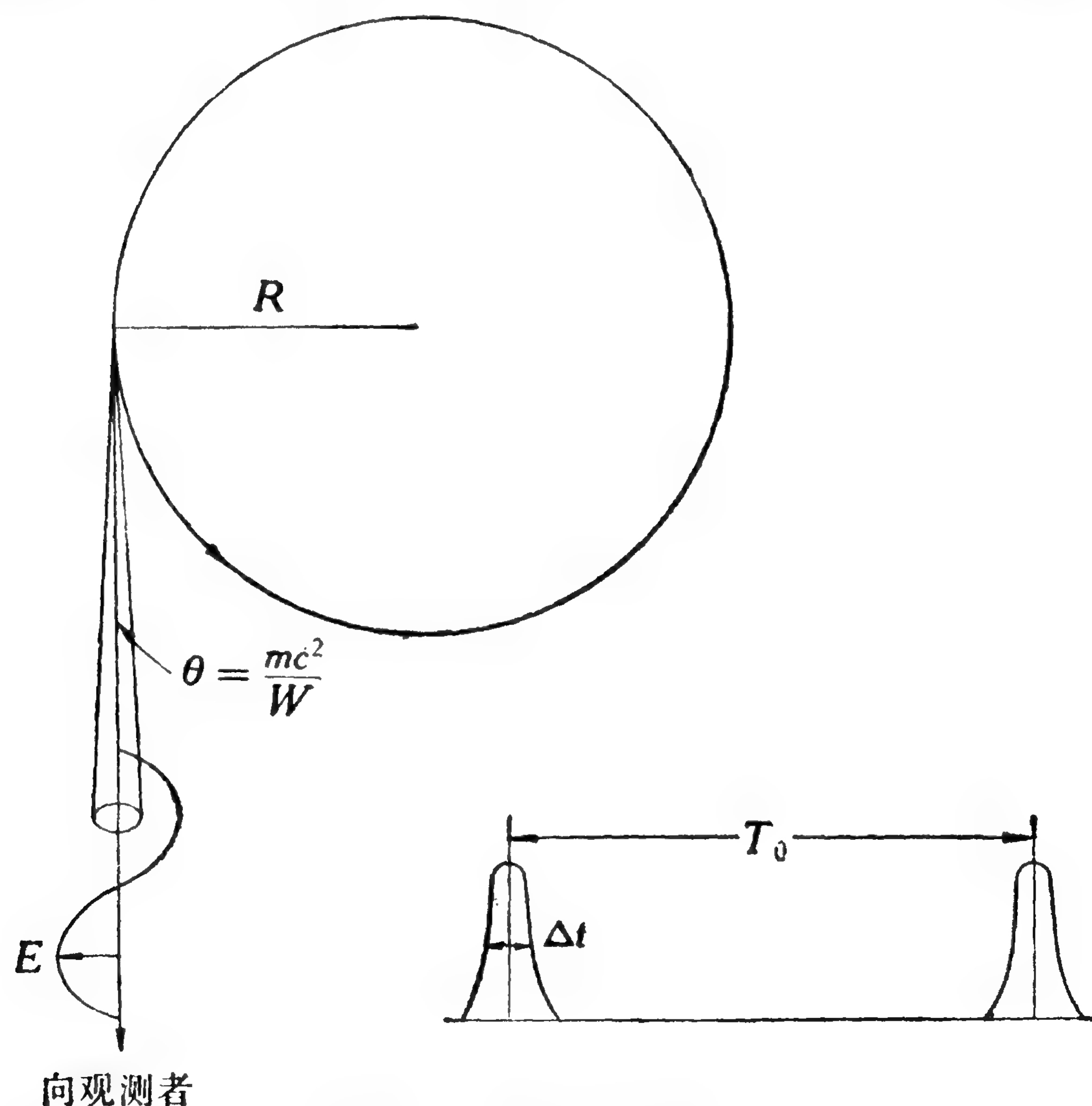


图 2.10　同步迴旋辐射

1）即速度接近光速的电子．

的磁场强度来.

应当指出，发射同步迴旋辐射的天体是不少的. 著名的蟹状星云，即我国宋仁宗至和元年五月己丑（公元1054年7月4日）在金牛座ζ星附近发现的“客星”（实际上是一颗超新星）的残骸，就发出这种辐射. 近年来，天文工作者发现太阳（更确切地说是日冕）的 IV 型射电爆发也可能是同步迴旋辐射，并有人用上述方法测定了日冕和日冕凝聚区的磁场强度.

利用磁场对辐射的影响来测定天体的磁场，途径是很多的. 除了上面（§1—§4）介绍的几种效应外，已经直接应用于天体磁场测量的还有拉津效应和法拉第旋转. 由于篇幅限制，下面只是简略地提一下.

拉津效应表现的是等离子体对同步迴旋辐射的影响. 它的特征是在临界频率ν_c之下能谱分布有一个突然下降，而$\nu_c = 20n_e/H$，此处n_e为等离子体的电子密度（详细论述见[14]）. 已经有人[15]对距日面一个太阳半径的日冕观测到这个效应，并测得$\nu_c = 400$兆赫；已知$n_e = 10^7$厘米$^{-3}$，即得该处日冕的磁场强度$H = 0.5$高斯.

当一束平面偏振辐射在磁场内传播时，它的偏振面会旋转，旋转的数量和方向与磁场强度和方向有关，这就是法拉第旋转（详细介绍见文献[16]）. 旋转量由下列公式决定：

$$\varphi = 2.36 \times 10^{-\text{[illegible]}} \nu^{-2} \int n_e H_z dz; \qquad (2.20)$$

式中ν是辐射的频率（以兆赫为单位），H_z为视线方向的磁场强度，积分是从光源到观测者全程计算的. 因此，从原理上说，测出了φ，并已知n_e及其分布情况，就可以计算出H_z. 有人[17]把蟹状星云当作偏振辐射源，根据法拉第旋转，对五个太阳半径处的日冕求得$H_z = 10^{-2}$高斯.

附带提到，近年来还发现，根据连续光谱的圆偏振也可以测量磁场强度[18]. 这个方法已对白矮星使用过，并得到肯定

的结果[1]．这是观测特强磁场的一个好方法．不过，就太阳来说，由于磁场不够强，这个效应不显著．即使是太阳黑子，估计它们的连续光谱的圆偏振度只不过约百万分之一，用现有的磁场观测仪器是无法测出的．

§5 形态研究

在太阳大气的许多区域(例如光球中的黑子和光斑，以及全部色球和日冕)，判据(1.3)都成立，因而磁场对物质的运动和分布起着支配作用．这样一来，通过考察这些区域的形态，也就可以粗略地了解它们的磁场．大量的观测资料表明，太阳的单色像与磁场分布图形甚为吻合．在这方面，钙单色像[2]是一个突出的例子，即使 2.5 高斯的弱磁场也会对钙单色像的细节产生影响．统计表明，钙单色像与磁图的相关性高达 99.9%[19]！近年来又发现，用氰(CN)分子谱带的带头(波长为3883埃)描出的单色像也有类似的效果[20]．因此，用形态方法研究磁场可以取得相当好的成效．下面是几个有代表性的研究课题．

(一) 太阳单色像与磁图的对比．

在文献[21]中把 H_α 太阳单色像与威尔逊山天文台磁象仪的描记图作了对比，得到一些有初步规律性的结果．主要是：

(1) 用透过带中心在 $H_\alpha + 0.5$ 埃的滤光器拍出的单色像，可以定出纵向磁场的等强度曲线．具体说来，活动区中暗黑针状物的网络的边缘与 5 高斯的等强度线相符．这条曲线内的更暗黑的组织则具有更强的磁场．

---

1) 见本书第九章 § 7．

2) 指用 Ca II H 或 K 描出的太阳单色像．这两条线中心区的辐射都来自色球．

（2）在纵向磁场的5高斯和0高斯的两条等强度线之间，有一个横向磁场的区域，它包围住5高斯纵向磁场的等强度线.

（3）纵向磁场的极性可以用 H_α 单色像来判断. 在 H_α 线心的单色像上，强度在30高斯以上的后随极性[1)]区域是明亮的,而同样强度的前导极性区域却是暗黑的.

（4）日珥(投影在日面上是暗条)一般位于局部磁场的中性线附近,即它们把不同极性的磁场区域划分开来.

不过,应当提到,在太阳 H_α 单色像与磁图的关系上,一些工作者持有相反的观点. 详情见文献[25].

（二）快速扰动的传播.

在日面上经常可以看到传播速度超过声速的快速扰动. 这可能是一些磁流体扰动,它以阿尔汶波的速度 $v_A = H\sqrt{4\pi g}$ 传播. 当物质密度（ρ）已知时,我们由形态观测定出 v_A，便不难算出磁场强度（H）.

（三）日珥的振动.

有时在耀斑发生后，我们还可以看到暗条的运动速度作周期性的振动,这表现为 H_α 谱线范围内的多普勒位移不断有周期性的变化. 有人认为(见文献[23、24])这个现象与磁场有关,并推导出下列关系:

$$H = 4\pi hf\sqrt{\pi\rho}; \tag{2.21}$$

此处 h，f 和 ρ 分别为暗条的高度、振动频率和物质密度. 由观测求得 f 值,如果 h 和 ρ 已知,利用这个公式便可以算出磁场强度(H)约为10高斯. 这与用塞曼效应测得的结果(见第五章§4)大致相符.

1）太阳活动区(以黑子为代表)一般都是双极的，前导黑子(在西面)与后随黑子(在东面)的极性相反.

§6 理论计算

除了用各种手段进行测量外，凭借理论研究也可以增进我们对天体磁场的了解．关于这方面的工作到目前还只是零星地做过一些，下面是两个例子．

（一）日冕磁场分布的计算．

磁象仪观测给出光球的纵向(即视线方向)磁场．假定在光球上面没有电流，即 $\mathrm{curl}\,\boldsymbol{H}=0$，由此我们便可以算出日冕的磁场分布图形． 阿特休勒 (Altschuler)等[25] 用球面坐标系去求这个方程的普遍解，计算得到日冕的势场模型(详细情况见第六章 §3)．

（二）磁能和动能的均分．

表 2.1 太阳磁场测量方法

方法	应用区域			
	内部	光球	色球	日冕
电磁辐射				
塞曼效应：可见区		V	V	(V)
近红外区(−2 微米)		V	V	(V)
远红外区(−700微米)				V
紫外区			V	V
汉勒效应			V	V
同步迴旋辐射(射电)				V
法拉第旋转				V
磁流体力学效应				
形态分析		(V)	V	V
阿尔汶波速度			V	V
日珥振动				V
理论计算				
磁能和动能的均分	(V)	(V)		
无力场和势场的研究			V	V

在对流运动的作用下，等离子体的磁能密度和动能密度应是同一数量级[1)]，即

$$\frac{H^2}{8\pi} \approx \frac{1}{2}\rho v^2. \tag{2.22}$$

如果物质密度（ρ）和对流元的速度（v）都是已知的，利用这个等式就可以计算出磁场强度（H）。用这个方法求得的超米粒的磁场强度与观测结果相近[26,27]。用同样的办法，估计出太阳内部对流区和太阳核心的磁场强度分别为10^5和10^9高斯。

在这一章中，我们主要介绍了好几种测量天体磁场的方法。最后我们列出表 2.1，从中可以一目了然这些方法对太阳各区域的应用情况。表内符号 V 表示已有正式的结果，符号（V）表示只作过粗略的工作。

参 考 文 献

[1] Zeeman P., 1897, *Phil. Mag.*, **5**, 43, 226.
[2] Maltby P., 1971, 见 Solar Magnetio Fields, ed. R. Howard, p. 141.
[3] Schurcliff A., 1962, Polarized Light, Chapter 2.
[4] Beckers J. M., 1968, *Solar Phys.*, **5**, 15.
[5] Unno W., 1956, *Publ. Astr. Soc. Japan*, **8**, 108.
[6] Bray R. J., Loughhead R. E., 1964, Sunspots.
[7] Степанов В. Е., 1958, *Изв Кр АО*[2)], **18**, 136; **19**, 20.
[8] Рачковский Д. Н., 1961, *Изв Кр АО*, **25**, 277; **26**, 63.
[9] öhman Y., 1929, *M.N.R.A.S.*[3)], **89**, 479.
[10] Lyot B., 1934, *C.R.*[4)], **198**, 250; 1937, *Bull. Soc. Astr. France*, **51**, 203.
[11] Hyder C. L., 1965, *Ap. J.*,[5)] **141**, 1374, 1382.
[12] Charrin P., 1965, *Ann. Astrophys.*, **28**, 877.

1) 我们将在第十一章 § 5 对此作进一步的讨论.

2) = *Известия Крымской Астрофизической Обсерватории.*

3) = *Monthly Notices of the Royal Astronomical society.*

4) = *Comptes Rendues.*

5) = *Astrophysical Journal.*

[13] House L. L., 1970, *J. Quant. Spectr. Rad. Tr.*, **10**, 909, 1171.
[14] Ginzburg V. L., Syravatskii S. I., 1965, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, **3**, **297**.
[15] Bioschot A., Clavelier B., 1967, *Astrophys. Letters*, **1**, **7**.
[16] Jenkins F. A., White H. E., 1951, Fundamentals of Optics, p. 597.
[17] Голнев В. З. и др., 1969, *Изв ГАО в Пулкове*, **23**, 22.
[18] Kemp J. C., 1970, *Ap. J.*, **162**, 169.
[19] Leighton R., 1963, 见 Stellar and Solar Magnetic Fields, ed. R. Lüst, p. 158.
[20] Chapman G. A., Sheeley N. R., 1968, *Solar Phys.*, **5**, 442.
[21] Veeder G. J., Zirin H., 1970, *Solar Phys.*, **12**, 391.
[22] Chung-Chieh Cheng et al., 1973, *Solar Phys.*, **29**, 383.
[23] Hyder C. L., 1966, *Z Astrophys.*, **63**, 78.
[24] Kleczek J., Kuperun M., 1969, *Solar Phys.*, **6**, 72.
[25] Altschuler M. D., Newkirk G., 1969, *Solar Phys.*, **9**, 131.
[26] Parker E., 1963, *Ap. J.*, **138**, 552.
[27] Clark A., Johnson H. K., 1967, *Solar Phys.*, **2**, 433.

第三章　天体磁场测量技术

在上一章中，我们比较全面地介绍了天体磁场的测量原理，在这个基础上，本章将进一步讨论一些技术问题．由于天体磁场(尤其是太阳磁场)的观测仪器类型繁多，结构复杂，本章只打算介绍些一般情况．至于若干技术细节，读者可查阅有关文献．此外，恒星磁场观测涉及到一些特殊问题，因此留待第九章§1再作叙述．

§1　太阳黑子磁场测量装置

太阳黑子具有上千高斯的强磁场，因此，相对说来，测量方法和测量设备都比较简单．早在二十世纪初期黑尔就创立了经典性的测量方法，一直沿用至今．这个方法的要点可以概括如下：用高分辨率的光谱仪观测[1]某一条呈现正常塞曼效应的黑子谱线；在光谱仪狭缝前安放一套偏振分析器，包括一

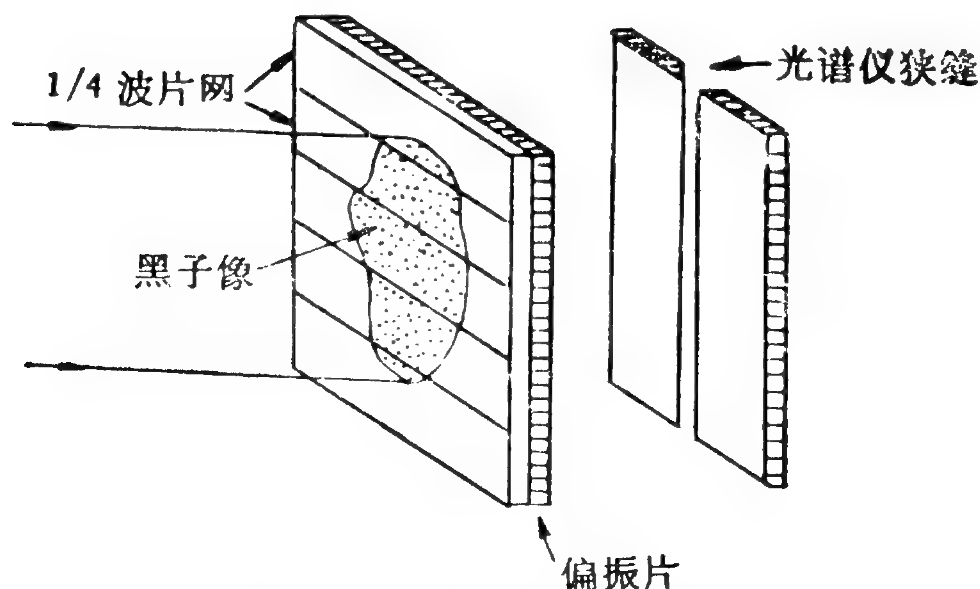


图 3.1　黑子磁场测量装置

1) 目视或照相均同．

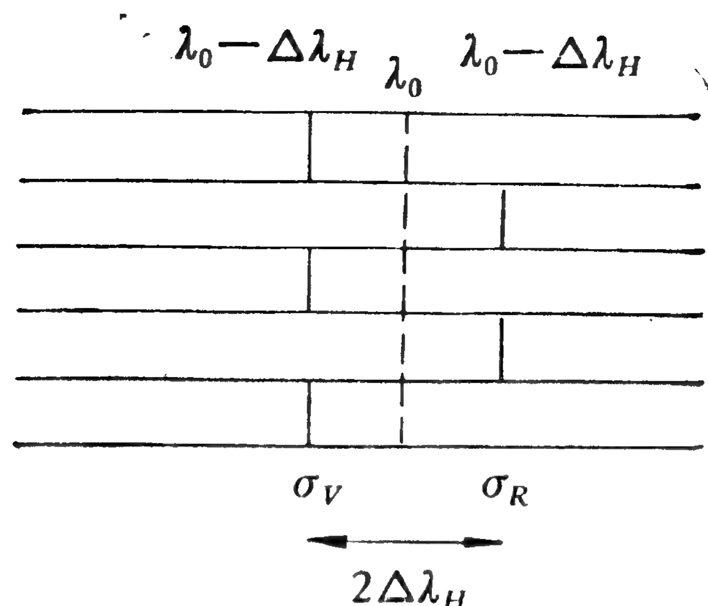


图 3.2 用偏振分析器得到的黑子谱线

个1/4波片(使圆偏振光变为平面偏振光)和一个偏振片网(使偏振方向不同的平面偏振光依次穿过)(见图 3.1)[1]; 这样就得到犬牙交错的谱线(图 3.2). 然后,我们用比长仪在黑子谱线上测出塞曼分裂量($\Delta\lambda_H$),就可以按下列公式计算出黑子磁场的纵向强度:

$$\Delta\lambda_H = 4.67 \times 10^{-5} g\lambda^2 H. \tag{3.1}$$

由式(3.1)可以看出,为了提高观测精度,最好是使用 $g\lambda^2$ 较大的谱线. 在 5000—9000 埃波段内最适宜于用作磁场测量的谱线见表 3.1. 当然,在选择磁场测量谱线时,我们不能单凭$g\lambda^2$ 值的大小,还必须考虑到该谱线的温度灵敏性、与邻近谱线的重叠等其他因素;这些问题我们将在本章最后一节加以讨论. 几十年来,人们进行黑子磁场测量主要使用的谱线是 λ5250, 6173 和 6302 这三条铁线.

由于黑尔的方法简便有效,继威尔逊山天文台之后,许多天文台都纷纷加以采用,目前已成为太阳物理的一项基本的、正规的观测项目. 表 3.2 列出了它们的大致情况. 需要强调指出的是,尽管各天文台所进行的测量在原理上是一致的,可

1) 偏振分析器也可以是一个 1/4 波片网和一个尼科耳棱镜. 早期的黑子磁场测量采用的就是这种分析器.

表 3.1　磁场测量适用谱线

波长(埃)	元素	罗兰(Rowland)强度		激发电位(电子伏特)		跃迁	塞曼分裂图样	$g\lambda^2$ (厘米²)
		黑子	日面	下能态	上能态			
5131.478	Fe	3	2	2.213	4.618	$a^5P_1 - y^5P_1$	$\frac{(0)5}{2}$	66×10^{-10}
5247.576	Cr	5	3	0.957	3.309	$a^5D_0 - z^5P_1$	$\frac{(0)5}{2}$	69
5250.218	Fe	3	2	0.121	2.471	$a^5D_0 - z^7D_1$	$\frac{(0)3}{1}$	83
6173.348	Fe	5	5	2.213	4.212	$a^5P_1 - y^5D_0$	$\frac{(0)5}{2}$	95
6258.578	V	2	−1	0.261	2.233	$a^6D_{1/2} - z^6D_{1/2}$	$\frac{(0)10}{3}$	132
6302.508	Fe	4	5	3.671	5.629	$z^5P_1 - e^5D_0$	$\frac{(0)5}{2}$	100
6733.162	Fe	0	1	4.618	6.451	$y^5P_1 - f^5D_0$	$\frac{(0)5}{2}$	114
8468.417	Fe	4	2	2.213	3.67	$a^5P_1 - a^5P^0_1$	$\frac{(0)5}{2}$	180

是它们测量的实际结果却往往相差悬殊. 这是因为，除了偶然误差外，还存在着明显的系统误差. 例如，测量 1000 高斯以上的黑子磁场，波茨坦天文台的测量结果常为威尔逊山天文台的 1.5—2 倍；而测量 3000 高斯以上的磁场，前者反比后者小 1.3—1.5 倍. 谢维尔内 (Севэрный) 和斯捷潘诺夫[5]分析过这种不一致的情况. 他们指出，造成黑子磁场测量系统误差的主要原因是两个：第一，地球大气和仪器的散射以及太阳像的闪动，这使黑子外面没有塞曼分裂的太阳光也渗入黑子像内，从而得到偏强的 π 支线，相形之下，σ 支线就减弱了. 如果磁场不够强，支线没有完全分裂开，那么，测得的 $\Delta\lambda_H$ 就偏低，从而使算出的 H 值小于真实数值. 第二，一个黑子

表 3.2 一些天文台的黑子磁场测量概况

天文台	开始年份	太阳望远镜口径(厘米)*	太阳像直径(厘米)	装置	参考文献
威尔逊山**	1908	40	42	1/4波片+偏振片网	[1]
波茨坦	1941	65	13.26	1/4波片+渥拉斯顿(Wollaston)棱镜	[2]
克里米亚	1955	65	21.35	1/4波片+偏振片网	[3]
普耳科沃	1956	50(第一镜),67(第二镜)	18	1/4波片+渥拉斯顿棱镜	[4]
北京	1967	60	51	1/4波片+偏振片网	
紫金山	1969	40	11	1/4波片+偏振片网	
云南	1976	40	15.42	1/4波片+偏振片网	

* 一般均指定天镜口径,北京天文台为赤道仪物镜的口径.

** 早期的情况与此处所列的不尽相同.

范围内的磁场强度并非各处一样,而是具有一定的分布(见第四章§3和§4). 一般所说的黑子磁场强度, 系指该黑子的最大磁场强度. 可是,大气闪动和日晕会使黑子不同区域的光混合在一起,这也使测得的H值偏低. 由于各天文台所在地的大气状况、太阳像大小以及导行系统的精度都不一样,所以上述两点会造成各台具有不同的系统误差.

除了上述原因引起的误差外,埃弗谢德(Evershed)效应所产生的谱线位移同 $\Delta\lambda_H$ 叠合在一起, 也使测量更加困难. 当黑子在日面不同位置时, 我们观察到的辐射是来自黑子内部的不同气层. 因此, 如果我们接连若干天去观测同一黑子, 即使它的磁场本身没有变化, 但由于它在日面上的位置跟随太阳自转而改变,加以黑子内部又有一定的磁场梯度,我们仍会测得不同的H值. 由此可见,要精确测量黑子的磁场强度, 还有不少困难问题需要加以解决. 关于这方面的情况, 在文献[2]和[6]中有比较完整的综合叙述. 附带谈到,文献[6]中

综合整理的六个天文台在国际地球物理年(1957 年 7 月1日至 1958 年12 月31日)的黑子磁场观测结果,是一份很有价值的资料.

我们在上面曾谈到,测量黑子磁场之所以使用 1/4 波片,是为了把圆偏振光变为平面偏振光. 应该补充说明的是,这只是对于日面中心区的黑子才适用. 因为,对于日面中心的黑子,我们观测的基本上是纵向磁场[1),两条 σ 支线都是圆偏振的. 但是,对于位于日面边缘附近的黑子,由于我们看到的主要是横向磁场,它的 π 支线和 σ 支线都是平面偏振光,在这种情况下,1/4 波片就不再适用了,这时应当改用 1/2 波片网. 1/2 波片网中相邻细条的光轴互相垂直,这使得 π 支线和 σ 支线交替通过,我们得到的是图 3.3 所示的谱线.

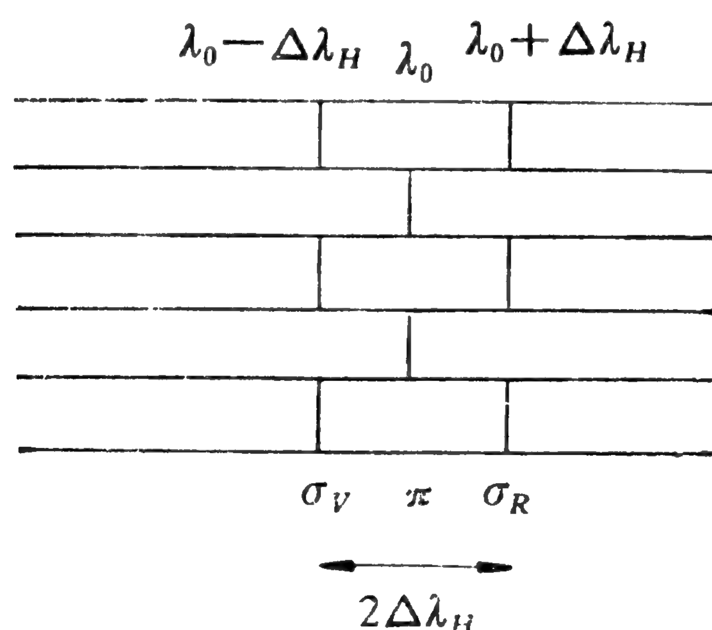


图 3.3　用 $\lambda/2$ 分析器得到的黑子谱线

除了 $\lambda/4$ 和 $\lambda/2$ 分析器对黑子谱线三条塞曼支线的通过和抑制作用外,我们还需要进一步讨论这两类分析器对谱线轮廓的影响. 这时,我们需要用到上一章§2 中介绍过的海野和三郎的理论.

请看图 3.4. 图中 X 和 Y 轴与图 2.7 中的相同, f 和 s 分

---

1) 对黑子本影来说,磁力线主要是在法线方向上.

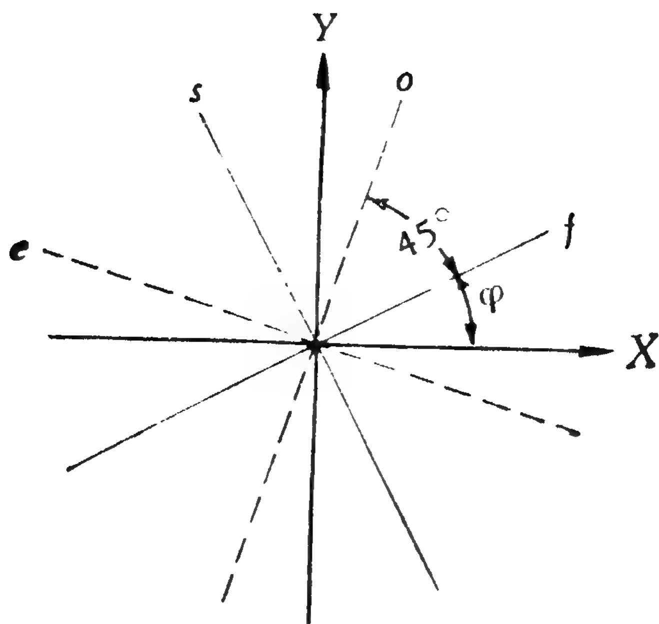


图 3.4 λ/4 分析器的原理

别代表 λ/4 片的快轴和慢轴，o 和 e 各为尼科耳棱镜的寻常轴和非常轴，o 与 f，e 与 s 的夹角都是 45°. 假使令 $I_{o,\lambda/4}$ 和 $I_{e,\lambda/4}$ 分别表示出射的寻常光和非常光的强度，那么，为了方便起见，我们可以考虑塞曼支线的深度，即：

$$d_{o,\lambda/4} = \frac{\frac{1}{2}I_c - I_{o,\lambda/4}}{\frac{1}{2}I_c}, \quad d_{e,\lambda/4} = \frac{\frac{1}{2}I_c - I_{e,\lambda/4}}{\frac{1}{2}I_c}. \tag{3.2}$$

这时，每束光的连续光谱的强度都是 $\frac{1}{2}I_c$. 根据海野和三郎求解斯托克斯参数转移方程的解式（2.16），我们可以求得

$$\left.\begin{aligned} d_{o,\lambda/4} &= \frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\left\{1-\frac{1+\eta_I-\eta_V}{(1+\eta_I)^2-\eta_Q^2-\eta_V^2}\right\}, \\ d_{e,\lambda/4} &= \frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\left\{1-\frac{1+\eta_I+\eta_V}{(1+\eta_I)^2-\eta_Q^2-\eta_V^2}\right\}. \end{aligned}\right\} \tag{3.3}$$

对于纯粹的纵向磁场，即当 $\gamma = 0$ 时，上式变为

$$\left.\begin{aligned} d_{o,\lambda/4} &= \frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\,\frac{\eta_r}{1+\eta_r}, \\ d_{e,\lambda/4} &= \frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\,\frac{\eta_l}{1+\eta_l}. \end{aligned}\right\} \tag{3.4}$$

这告诉我们，在寻常光中只出现 σ_R 支线，而在非常光中只出现 σ_V 支线. 如果把 1/4 波片旋转 90°，即让图 3.4 中的 o，e 轴对换，则上述情况恰好颠倒. 这就从原理上说明了，为什么 $\lambda/4$ 分析器可以使 σ_R，σ_V 两条支线交替地通过和抑制.

当磁场足够强，从而塞曼支线完全分开时，由 (2.14)，(2.15)，(3.3) 等公式我们可以推导出三条支线的深度为

$$
\left.\begin{aligned}
d_{\sigma_V,\lambda/4} &= \frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\,\frac{\frac{1}{4}\eta_0(1\mp\cos\gamma)^2}{1+\frac{1}{2}\eta_0(1+\cos^2\gamma)},\\
d_{\pi,\lambda/4} &= \frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\,\frac{\frac{1}{2}\eta_0\sin^2\gamma}{1+\eta_0\sin^2\gamma},\\
d_{\sigma_R,\lambda/4} &= \frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\,\frac{\frac{1}{4}\eta_0(1\pm\cos\gamma)^2}{1+\frac{1}{2}\eta_0(1+\cos^2\gamma)};
\end{aligned}\right\}\quad(3.5)
$$

此处 η_0 为在没有磁场作用下的谱线中心的 η_λ 值. 这组公式告诉我们，塞曼支线的相对强度与磁场和视线的交角 γ 有关. 斯捷潘诺夫[7]曾对 Fe I λ6173 取 $H=2500$ 高斯计算出塞曼支线随 γ 变化的情况（见图 3.5）. 由图 3.5 可见，当 $\gamma \geqslant 75°$ 时，π 支线的影响就已不可忽视. 这时，两条 σ 支线很不容易分开，因此，很难对磁场强度作准确测量.

式 (3.5) 向我们提供了一个由塞曼支线的相对强度求 γ 角即测定黑子磁场方向的方法. 顺便提到，在逆塞曼效应理论问世之前，黑尔等人曾借用过对正塞曼效应推出的西尔斯 (Seares) 公式[8]

$$
\begin{aligned}
&d_{\sigma_V,\lambda/4}:d_{\pi,\lambda/4}:d_{\sigma_R,\lambda/4}\\
&\quad=\frac{1}{4}(1\mp\cos\gamma)^2:\frac{1}{2}\sin^2\gamma:\frac{1}{4}(1\pm\cos\gamma)^2
\end{aligned}\quad(3.6)
$$

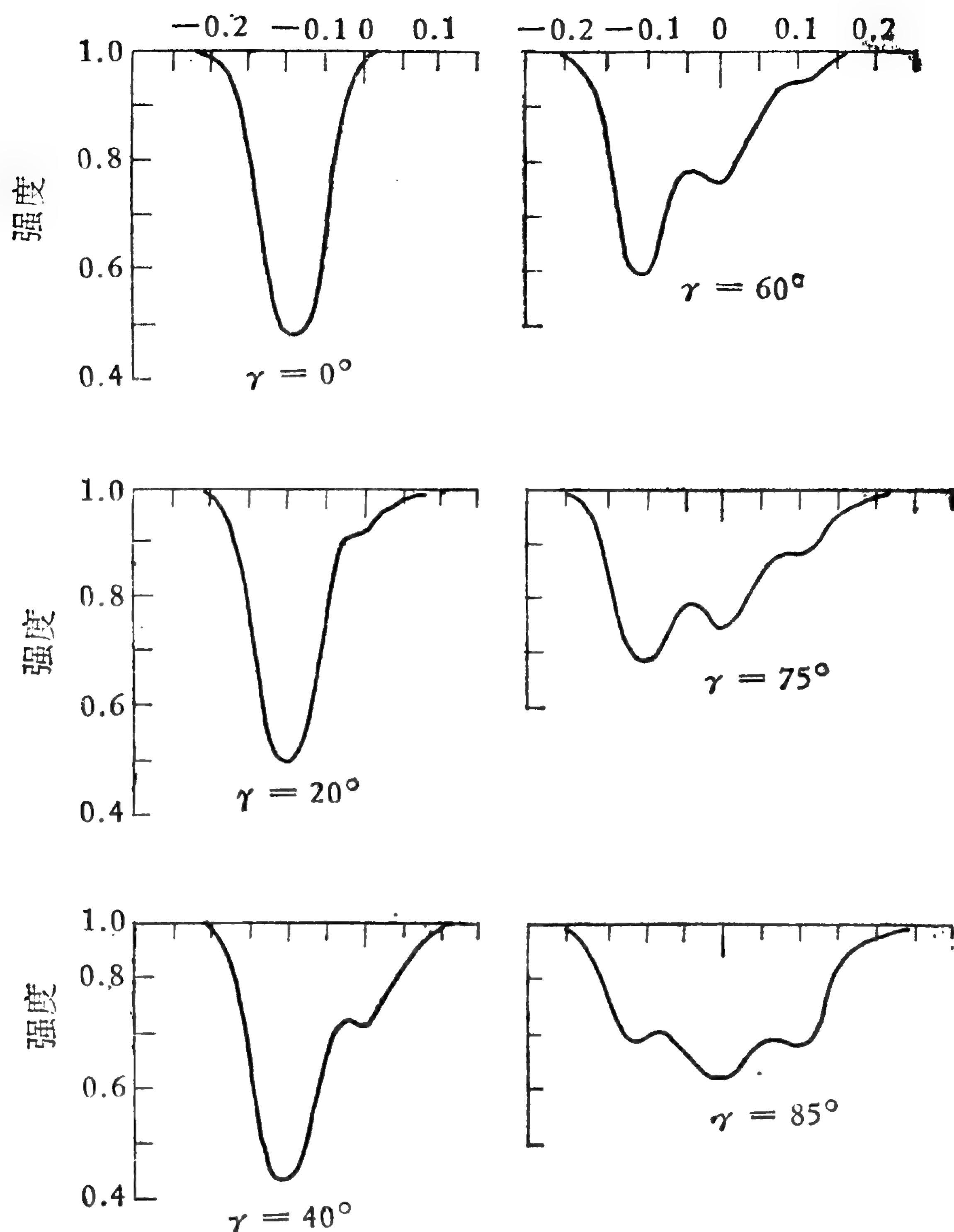


图 3.5　塞曼支线强度随 γ 角的变化

来由塞曼支线的相对强度求 γ. 从原理上说，这样做法是错误的，因为它把正、逆两种塞曼效应混为一谈了. 不过，有趣的是，对弱线来说，$\eta_0 \ll 1$，这时式（3.5）近似地转化为式(3.6)，也就是说，对于弱线正、逆两种效应的差别不大. 所以，正塞曼效应对于弱线实际上可以近似地使用.

此外，斯捷潘诺夫在［7］中还证明过，如果从两条 σ 支线的比值来求 γ，那么正、逆两种效应的差异也很小(见图 3.6). 对黑子磁场工作来说，这个结论是值得庆幸的. 因为这样一

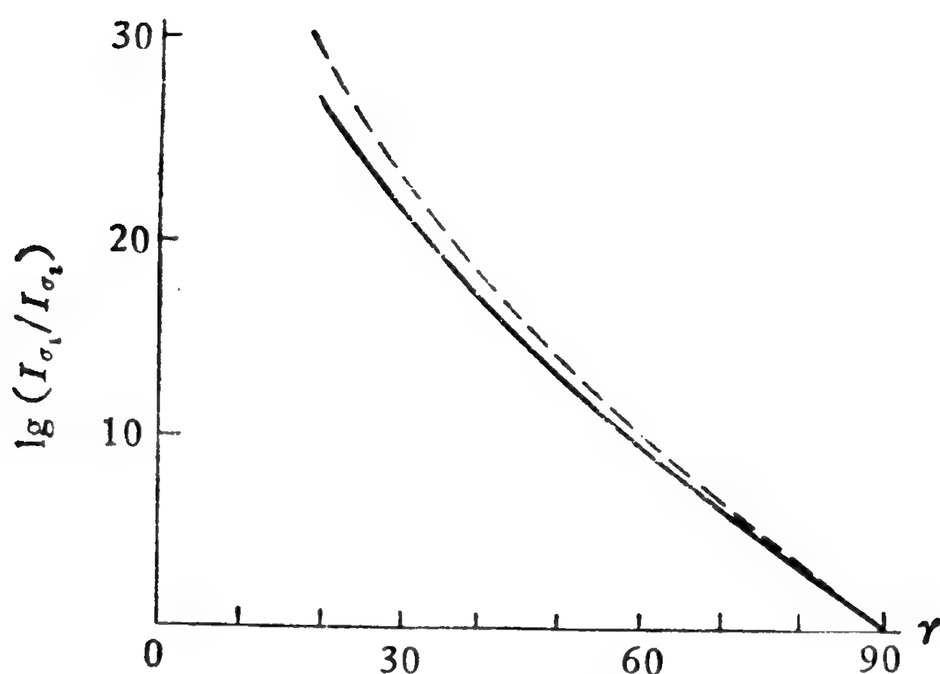


图 3.6　用正、逆两种塞曼效应测定γ角的比较

来，威尔逊山天文台过去几十年来的黑子磁场方向的测量结果，就基本上仍可以使用.

最后必须指出，观测仪器的偏振化会使各条塞曼支线的强度和偏振度受到歪曲，而仪器的偏振却是很复杂的现象.严格说来，每次观测时仪器的照射情况都不相同，偏振也不会一样，是很难加以改正的(详见本章§6). 因此，用塞曼支线的相对强度来求r，毕竟还不是一个好办法. 至于测定黑子磁场方向的更好方法，我们将留待第四章§2中去叙述.

§2　光电磁象仪

上一节所介绍的黑子磁场的测量方法，对于黑子以外的太阳局部磁场以及普遍磁场，实际上是不适用的. 这是因为，$1—10^2$ 高斯的弱磁场所产生的塞曼分裂实在微不足道（$\Delta\lambda_H\approx 10^{-5}-10^{-2}$埃)，它比谱线本身的宽度(就 λ5250 等金属线来说，$\Delta\lambda\approx 0.1$埃)还小得多，我们无法直接测量出来. 所以，从黑尔开始，不少天文工作者一直在孜孜不倦地探索新的途径，以便测出黑子以外的太阳的微弱磁场. 直到 1952 年，H. D. 巴布科克和 H. W. 巴布科克成功地创制出光电磁象仪[9]，

这种努力才终于如愿以偿．磁象仪的制成使太阳磁场的研究从狭窄的黑子区域扩展到了整个日面，导致了许多意义重大的新成就．继巴布科克父子之后，许多人不断努力，研制出一架架新的磁象仪．它们的设计愈益精巧，性能不断提高．到目前为止，世界上总计约有二十多架各种类型的磁象仪．它们可大致分为三类．这就是：光电磁象仪，照相磁象仪和显像磁象仪[1]．从本节起，我们将用四节的篇幅对它们逐一作简略的介绍．在这一节里，我们打算以克里米亚天文台在1958年制成的磁象仪(详见[10、11])为样品，先对光电磁象仪作一概略的描述．在本节后面一部份，还将根据海野和三郎的理论，粗浅地谈谈对磁象仪观测资料如何理解这个困难的问题．

尽管磁象仪的机械结构和电子线路十分复杂，但它的基本原理却很简单(图3.7)．在微弱磁场的作用下，两条塞曼支线的轮廓相距很近，如图3.7的实线和虚线所示．在光谱成像处放两个完全相同的出射狭缝(S_1，S_2)，使它们位于一条谱线两翼的对称位置上．此外，在光谱仪入射狭缝前面安装有

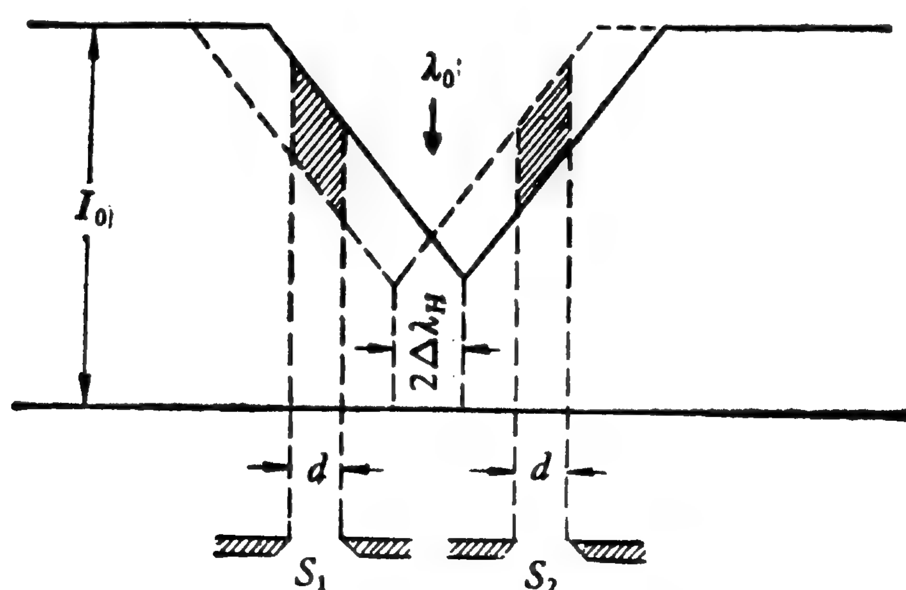


图 3.7 光电磁象仪的基本原理

---

1) 严格说来，应称为“即时显像磁象仪”，又称“视频磁象仪”。

自动调频装置（ADP 晶体[1]），使入射光以每秒一百次以上的频率交替地成为左旋或右旋偏振光．这样一来，图 3.7 中的实线和虚线轮廓便交替变化，从而穿过 S_1 和 S_2 的光量 F 也不断地变化．不难证明，这个变化由下式决定：

$$\delta F = 2dI_c \frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda} \Delta\lambda_H; \tag{3.7a}$$

式中 d 为狭缝的宽度，I_c 是附近连续光谱的强度，r_λ 是谱线的剩余强度．把式（3.1）代入上式，得

$$\delta F = 9.34 \times 10^{-5} I_c d \frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda} g\lambda^2 H. \tag{3.7b}$$

式（3.7b）告诉我们，δF 与 H 成正比．如果在 S_1 和 S_2 后面各放一只光电倍增管，它们的讯号被送进差分放大器，再经过窄带放大，就可以在记录仪上读出 δF 的数值，从而得到 H．式（3.7b）还表明，δF 也与 I_c 成正比．所以，太阳的临边昏暗现象和观测时地球大气透明度的变化，都会对测量结果产生影响．此外，还应指出，H 是磁场强度在视线方向上的分量，也就是，严格说来，式（3.7b）应当写成

$$\delta F = 9.34 \times 10^{-5} I_c d \frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda} g\lambda^2 H \cos\gamma. \tag{3.8}$$

由此可见，磁象仪记录的变化，既可能是由于磁场强度的改变，也可能是由于磁场方向的变动．由于这些因素，所以对磁象仪的资料作出正确解释是比较复杂的．

克里米亚天文台磁象仪的结构见图 3.8．太阳光经过频率调制器后由狭缝射进光谱仪，光谱像由一个平面镜反射后才进入磁象仪．磁象仪的狭缝有三个（见图 3.9），每个狭缝后

1）化学成份为磷酸二氢铵（$NH_4H_2PO_3$），在它两端加上一定的电压，就能只让一种偏振光通过．电压交替转换，它就交替地让不同的偏振光通过．不过，近年来制成的磁象仪一般都改用 KD*P（磷酸氘钾）晶体．

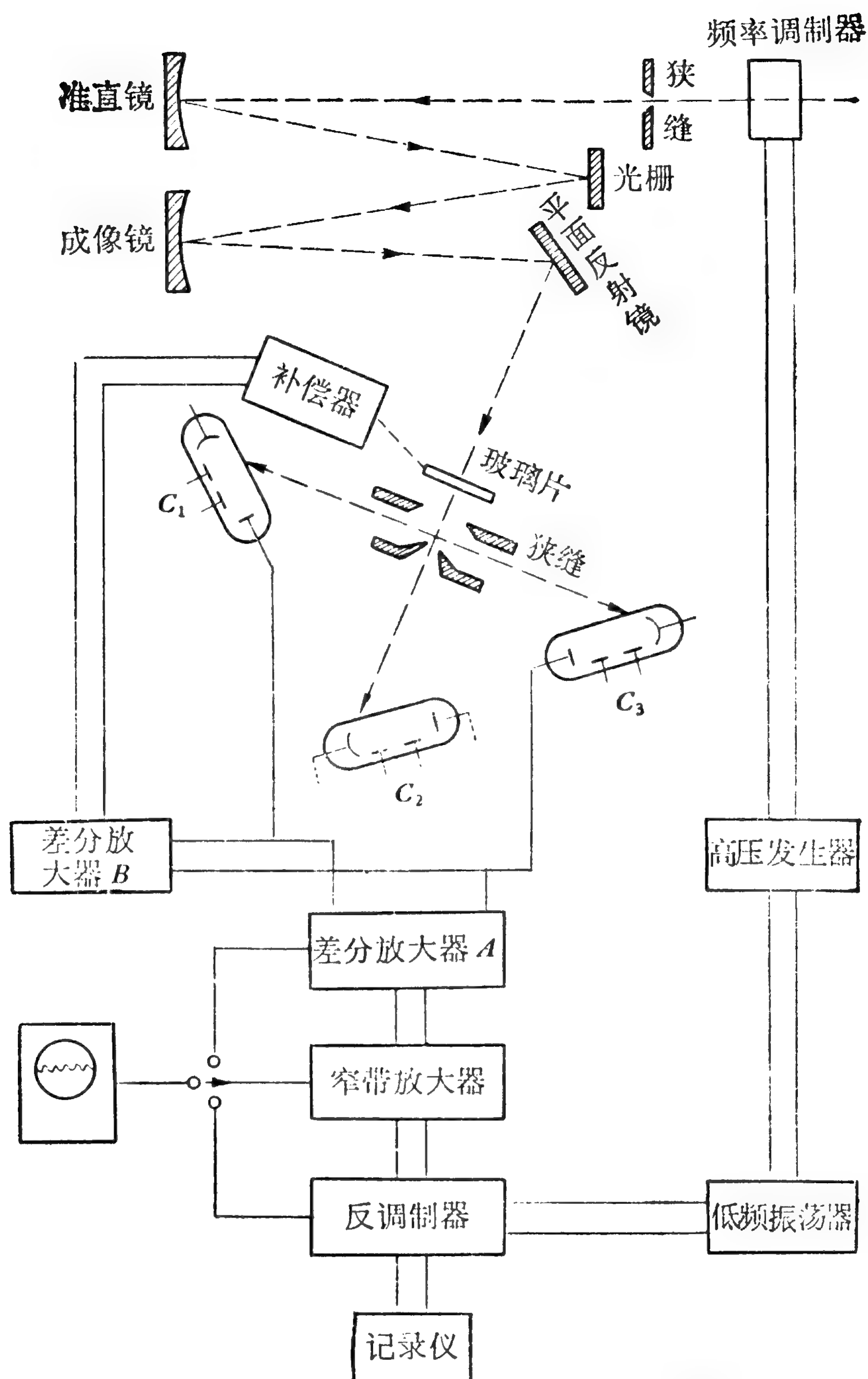


图 3.8 克里米亚台磁象仪的结构(示意图)

面都有一个光电倍增管. 这其中，C_1 和 C_2 的讯号的可变部份被送进差分放大器 A，用来记录磁场强度；C_3 则用来记录谱线中心的强度,以得到亮度场的描记图.

比起巴布科克的仪器来，克里米亚磁象仪有一系列重要的革新. 这些革新主要是：（一）它装有**视向速度补偿器**,可

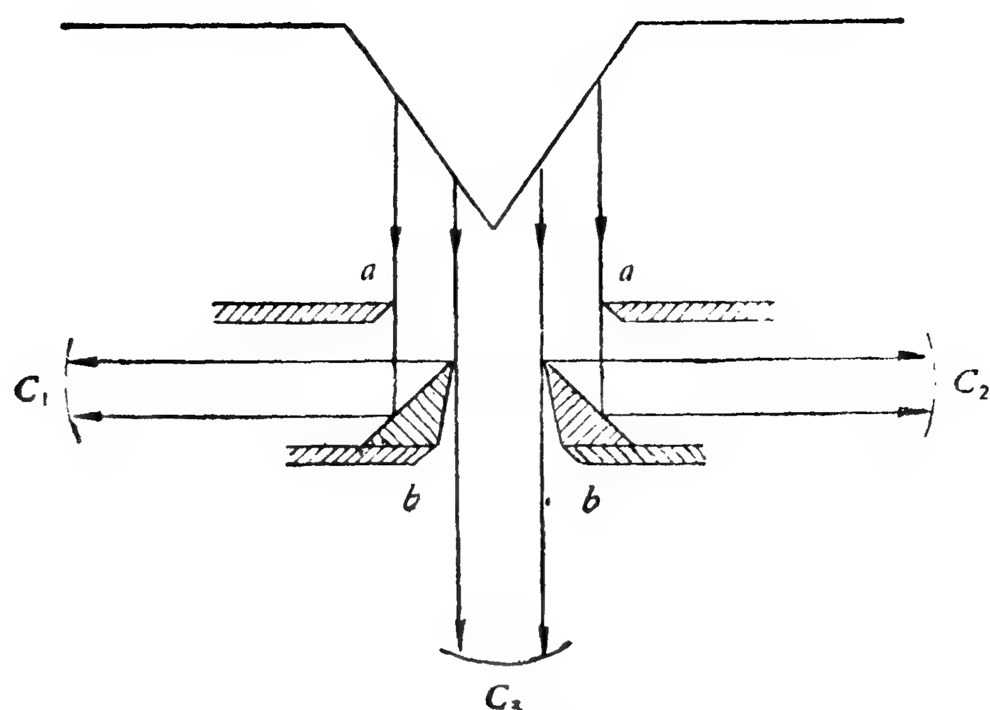


图 3.9 磁象仪狭缝的结构

以把由磁场以外一切原因(包括太阳自转、日面局部运动、仪器的机械震动等等)所产生的谱线位移全部消除掉,这样就能保证磁象仪的记录纯粹代表磁场强度. 补偿器的原理是这样的: C_1 和 C_2 的恒定讯号送进差分放大器 B,一旦出现谱线位移,这个差分放大器就发出讯号,此讯号通过一个机械装置,使磁象仪前面的一个玻璃片(即谱线位移器)旋转,直到使谱线恢复原位为止. (二) 这架磁象仪除记录磁场强度外,还同时记录日面同一区域的视向速度和亮度. 上面谈到的谱线位移器的旋转就表示视向速度的变化,而 C_3 的讯号就表示亮度. 这样一来,因为可以把日面同一区域的磁场、速度场和亮度场三方面的资料综合起来加以研究,所以可以得出很有意义的结果. (三)克里米亚磁象仪用太阳自转所引起的多普勒位移来定标. 按式(3.7a),δF 与 $\Delta\lambda$ 成正比. 假定普遍磁场所引起的 $\Delta\lambda_H$ 大致是一样的,那么,$\Delta\lambda$ 就由日面物质的运动所决定. 借助微调装置使太阳像沿着赤道方向在光谱仪狭缝前扫过[1],我们就可以得到图 3.10 所示的记录. 尽管局部区域的

1) 这时视向速度补偿器停闭不用.

运动会使谱线位移产生不规则的起伏，但是，由太阳自转造成的多普勒位移以及由此而得到的磁象仪记录会表现出明显的规律性．由于太阳的自转速度和它所引起的$\Delta\lambda$都是已知的．这样，我们就可以把磁象仪的记录归化为绝对数值．

必须指出，磁象仪的制作一直在不断地改进．例如，科特廖尔（Котляр）[12] 在普耳科沃天文台制作的那架磁象仪就只有一个光电倍增管，这样就避免了由于两个光电倍增管以及它们前面的狭缝并非完全相同而引起的误差． 按照他的设计，两束光线交替地射入一个光电倍增管，然后再对放大电流进行相位检波，这样仍然可以达到比较两束光线的目的，和使用两个光电倍增管具有相同的效果．至于磁象仪的更重大的

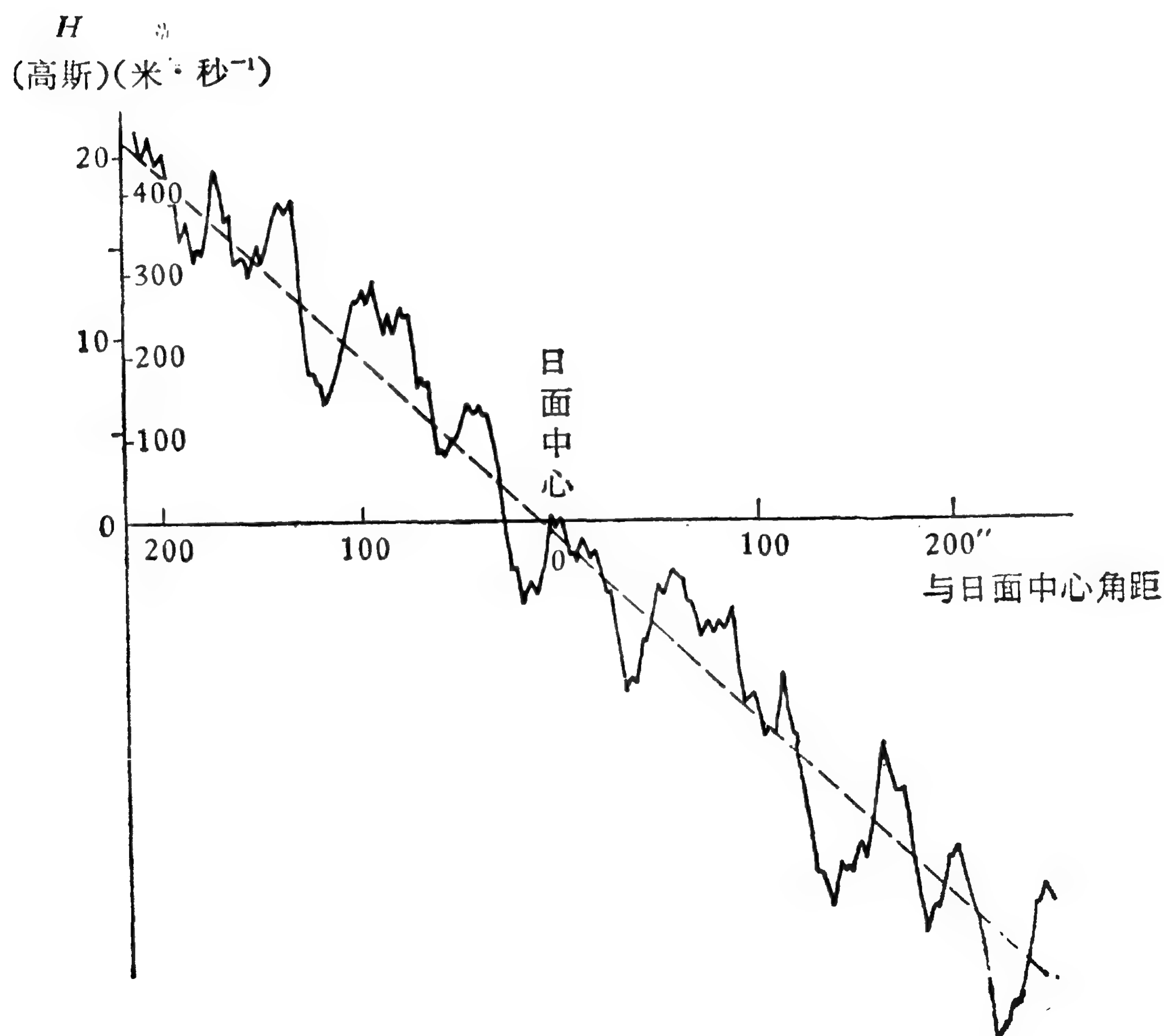


图 3.10　磁象仪的太阳自转定标法

革新，我们将在下一节叙述．

下面我们来讨论磁象仪记录的理解问题．严格说来，上面推出的式(3.6)—(3.8)都是很粗略的近似公式，更确切的表达式，还必须根据磁场内谱线的形成理论去建立．在上一节里，我们曾列出用 $\lambda/4$ 分析器得到的寻常光和非常光各自的谱线深度 $d_{o,\lambda/4}$ 和 $d_{e,\lambda/4}$ 的表达式，即式(3.3)．在下面，我们将不用谱线的深度 d，而改为用它的强度 $I=1-d$ 和剩余强度 $r=I\Big/\frac{1}{2}I_c$．在磁象仪中，由于采用了光电调制器，我们交替地得到寻常光和非常光轮廓(见图 3.11)，因此，我们在出射狭缝(S_1，S_2)处得到的剩余强度的可变部份是 $\Delta r\equiv r_{o,\lambda/4}-r_{e,\lambda/4}$．磁象仪的讯号与 Δr 成正比，即[1)]

$$\delta i = CI_c\Delta r, \tag{3.9}$$

此处 C 是一个常数．利用式(3.3)，容易求得

$$\delta i = 2CI_c\frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\frac{\eta_V}{(1+\eta_V)^2-\eta_Q^2-\eta_V^2}. \tag{3.10}$$

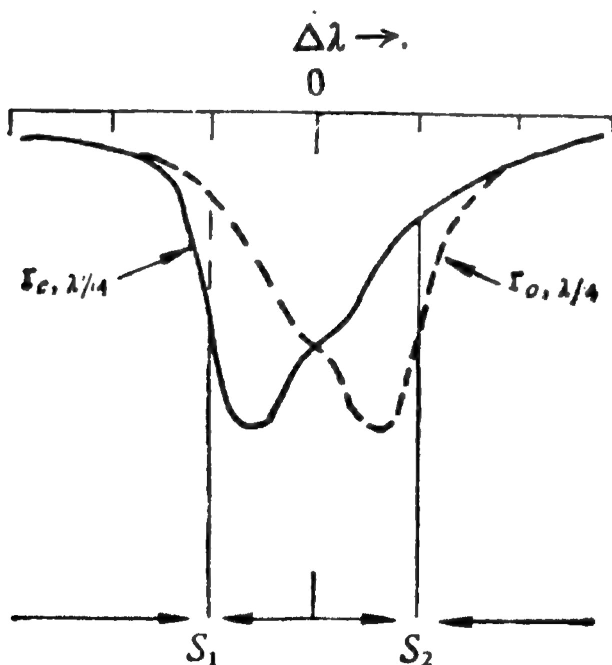


图 3.11　磁象仪讯号的计算

1) 这里近似地认为狭缝是无限窄的．如果要考虑狭缝的宽度 d，则此式应改为 $\delta i=CI_c\int_0^d\Delta r d\lambda$.

为了把(3.10)化为更确切的表达式,我们利用式(2.15),并令 $\eta_p(v)=\eta(v)$, $\eta_l=\eta(v-v_H)$, $\eta_r=\eta(v+v_H)$. 作为第一次近似,在磁场很弱的情况下,取

$$\left.\begin{aligned}\eta_l&=\eta(v)-v_H\frac{d\eta}{dv},\\ \eta_r&=\eta(v)+v_H\frac{d\eta}{dv}.\end{aligned}\right\}\qquad(3.11)$$

把这些式子代入(2.14),不难得到

$$\left.\begin{aligned}\eta_I&=\eta(v),\\ \eta_Q&=0,\\ \eta_V&=v_H\frac{d\eta}{dv}\cos\gamma.\end{aligned}\right\}\qquad(3.12)$$

把(3.12)代入(3.10),即得

$$\delta i\approx 2CI_c\frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}v_H\cos\gamma\frac{d\eta/dv}{[1+\eta(v)]^2}.\qquad(3.13)$$

这就告诉我们,只是对于很弱的磁场,才能认为 $\delta i\propto H\cos\gamma$.

虽然式(3.13)已经比(3.6)—(3.8)可靠一些,但它仍然是粗略的近似. 这不仅是因为我们在推导(3.13)时采用了近似式(3.11),还因为在海野和三郎的理论中含有一系列近似假设,这个理论本身就不是严格正确的. 因此,要完全正确地理解磁象仪的记录,还有赖于磁场内谱线形成理论的进一步发展. 关于这方面的比较详细的情况,可参阅文献[13—16]. 这里我们只提到,在文献[15]中,斯坦佛罗(Stenflo)曾指出,海野和三郎等人的理论的基本假设之一是磁场的均匀性,而这与实际情况相差很远. 既然天体(例如太阳大气)的磁场都表现出非常复杂的精细结构,那么,十分显然,我们现有的磁场内谱线形成的理论,以及由此而引出的对磁象仪记录的理解,

今后都必须作出重大的修改.

最后我们还要指出，现有的磁场内谱线形成的理论虽然只局限于呈现正常塞曼效应即三分裂的谱线，但是，实际上，磁象仪的观测却没有局限于这类谱线，人们常常也采用呈现反常塞曼效应的谱线，如 NaI D_1、H_β、CaII H、K 等. 对于这些谱线，由于没有磁场内谱线的形成理论作为依据，所以对磁象仪的有关观测资料解释起来就更加困难. 在现阶段，这些资料还只能供定性研究之用.

§3 新型的光电磁象仪

科学技术的进步是永无止境的. 在 1958 年克里米亚台制成磁象仪以后，光电磁象仪一直在不断革新. 一些天文台曾陆续研制出好些更为优良的仪器，它们都各具特色. 在本节，我们将对四种新型的光电磁象仪分别作简略的介绍.

（一）向量磁象仪.

我们在前面已不止一次地谈过，在过去长时期中，在一切天体磁场的观测中，人们都只能测出磁场在视线方向上的分量（即纵向磁场）. 但是，有一系列的事实表明，在日面上，甚至在太阳黑子本影范围内，实际上存在着很强的、与视线垂直的磁场分量（即横向磁场）. 例如，埃弗谢德[17]在 1944 年就观测到在黑子本影内有三条塞曼支线，即横向塞曼效应. 为了全面掌握磁场的情况，我们必须同时测定磁场的纵向和横向分量，以及横向分量的方位角 φ. 横向磁场的测量虽然比较困难，但在六十年代初期也已实现，测量的基本原理如下.

如果我们在摄谱仪狭缝前不是作 $-\lambda/4 \rightleftarrows +\lambda/4$ 的调制，而是作 $0 \rightleftarrows \lambda/2$ 的调制，那么，利用海野和三郎的理论，我们可以推导出“寻常”（o）和“非常”（e）两种偏振光的谱线深度各为

$$\left.\begin{aligned} d_{o,\lambda/2} &= \frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\frac{\eta_I(1+\eta_I)-\eta_Q^2-\eta_V^2+\eta_Q\sin 2\phi}{(1+\eta_I)^2-\eta_Q^2-\eta_V^2}, \\ d_{e,\lambda/2} &= \frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\frac{\eta_I(1+\eta_I)-\eta_Q^2-\eta_V^2-\eta_Q\sin 2\phi}{(1+\eta_I)^2-\eta_Q^2-\eta_V^2}. \end{aligned}\right\} \tag{3.14}$$

另外，如果我们不是使磁象仪的两个光电倍增管的输出电流相减，而是使它们相加，我们得到的讯号就是 $\delta i = CI_c\Delta r$，此处 $\Delta r \equiv r_{o,\lambda/2} - r_{e,\lambda/2}$. 仿照上一节的计算，由式(3.14)可推得

$$\delta i = 2CI_c\frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\frac{\eta_Q}{(1+\eta_I)^2-\eta_Q^2-\eta_V^2}\sin 2\phi. \tag{3.15}$$

对较弱的磁场，上式可近似写为

$$\delta i = \frac{1}{2}CI_c\frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}(v_H\sin\gamma)^2\frac{d^2\eta/dv^2}{[1+\eta(v)]^2}\sin 2\phi; \tag{3.16}$$

此处 $v \equiv \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$，$v_H \equiv \Delta\lambda_H/\Delta\lambda_D$ 并与H成正比.

比较(3.13)和(3.16)两式可知，测量横向场与测量纵向场的不同之处还有：(1)前者的讯号与 $(H\sin\gamma)^2$ 成正比，而后者与 $H\cos\gamma$ 成正比. 这就告诉我们，横向场测量的误差较大. (2) ϕ 与 γ 同时出现，因此，每次测量扫描需要做两遍，即在扫描一遍以后把 $\lambda/2$ 调制器转动一定角度再重新扫描一遍. (3)在测量纵向场强度时，由于两个光电倍增管的讯号相减，这就把仪器偏振的影响抵消掉了. 但是，在测量横向场时，两个讯号是相加，因此存在着仪器偏振的影响，必须另外设法予以估计. 然而，这是很困难的(详见本章§6). 所以横向磁场测量的误差总是很大，比纵向磁场测量约大一个数量级.

目前，向量磁象仪已经制成近十架，我们只举两个例子略加说明.

一个是克里米亚天文台曾在1961年把该台原有的光电磁象仪改装成向量磁象仪(见[18, 19]). 他们在摄谱仪狭

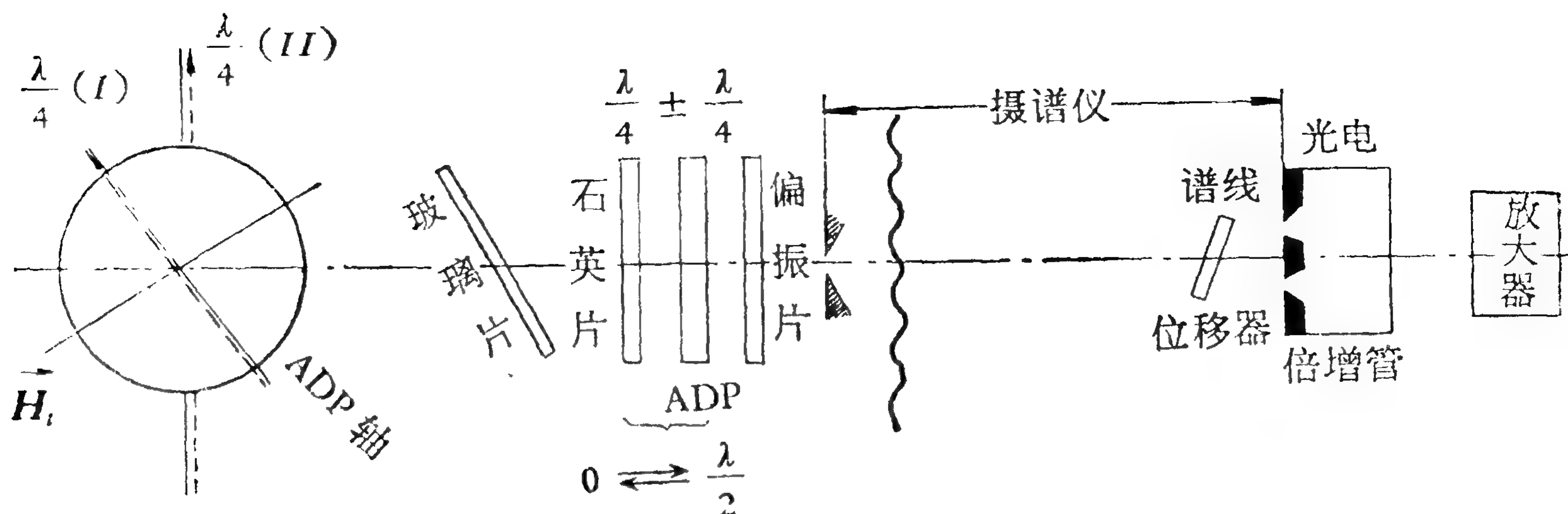


图 3.12 克里米亚台向量磁象仪结构图

缝前多安装了一块 1/4 波片，这样，它就与原有的调制系统一起产生 $0 \rightleftharpoons \lambda/2$ 调制. 仪器的结构如图 3.12 所示.

作纵向磁场测量和作横向磁场测量，磁象仪所记录的讯号是不一样的，二者分别如图 3.13(甲)、(乙)所示. 图中实线和虚线分别代表两种不同偏振状态的谱线轮廓，I 和 II 是两个狭缝的位置.

另一个例子，法国墨东（Meudon）天文台在 1958 年曾研制成一台很灵敏的白光偏振计，到六十年代初期，他们也把它用于日面横向磁场的测量[20,21]. 这架仪器的原理同上述向量磁象仪一致，所不同的是它不是对一条谱线进行测量，而是在比较宽（约 300 埃）的波段内进行测量. 这时，仪器接收的讯号是 $\delta i = CI_c \int_{\lambda}^{\lambda_2} (r_{o,\lambda/2} - r_{e,\lambda/2}) d\lambda$，相应地，公式 (3.15) 应

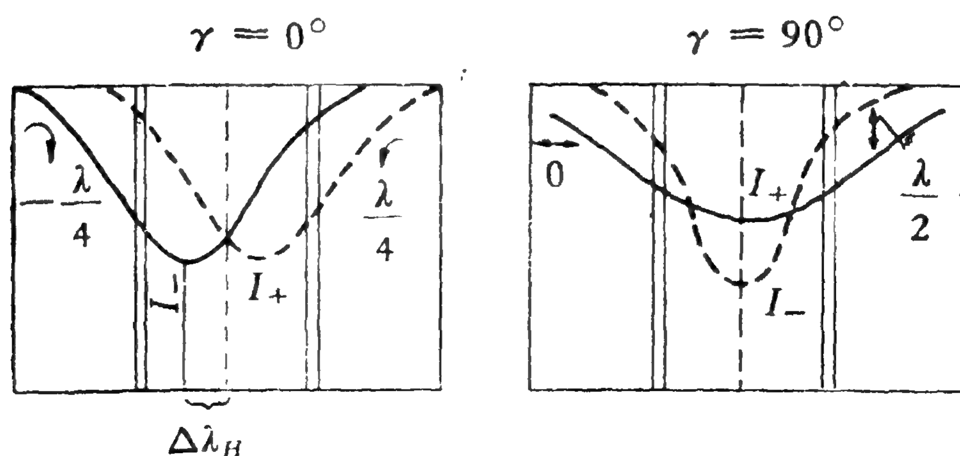


图 3.13 纵向磁场测量(甲)和横向磁场测量(乙)的讯号的位置

改写为

$$\delta_l = 2CI_c \frac{\beta_0 \cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\eta_Q}{(1+\eta_I)^2-\eta_Q^2-\eta_V^2} d\lambda. \quad (3.17)$$

这台仪器安装在一架赤道式望远镜上，据说可以测出十万分之一的偏振度．不过有人指出，在一个大的波段范围内，能产生偏振的不只是磁场，还应包括散射过程．因此，这样的测量方法是值得怀疑的（见[22]）．

（二）双线磁象仪．

在太阳大气的不同层中，那里的物理状态往往相差悬殊，磁场强度也大不一样．我们为研究太阳活动的机制和根源，最好能同时观测到不同大气层的磁场．为此，克里米亚天文台在六十年代中期制成了一台双线磁象仪（详细描述见[23]）．它的原理和一般光电磁象仪基本相同，只是在摄谱仪的准直镜后面的平行光束中装有两个光栅，可以同时对两条谱线分别成像．两条谱线可以任意选择，例如，可以一条是 FeI λ5250，另一条是 H_α；前者主要在光球中产生，而后者的线心部份是在色球中形成的．

双线磁象仪的观测表明，在大多数（约 70%）情况下，光球磁场和色球磁场的分布情况基本相似，只是后者的结构不像前者那样精细．在少数（约 30%）情况下，在色球中出现与光球中极性相反而强度更大一些的磁场．最有趣的是，有时在光球和色球间的气层（用 CaI λ6103 观测）中会出现孤立的单极的磁场，而与此同时，在该气层的上面和下面（分别对应于 H_α 和 λ5250）却观测不到磁场．这也表明太阳磁场结构的复杂性．

（三）多通道磁象仪．

光电磁象仪的主要优点是测量精度很高（例如，可测出 1 高斯的磁场和 1—10 米/秒的视向速度），但它的时间分辨率

和空间分辨率都很差．为了克服这个缺点，美国基特峰（Kitt Peak）天文台在六十年代末期研制成一架40通道的磁象仪[24]．它利用纤维光学装置，在出射狭缝上有40个点可以同时作磁场测量(从这个意义上说，一架多通道磁象仪的使用效果，相当于若干架一般光电磁象仪同时工作的总和)．因此，它不像一般光电磁象仪那样作逐点扫描，而是一整条狭缝在日面上扫描．这样一来，空间和时间分辨率都得以大大提高．具体说来，这架磁象仪对整个日面分21次扫描，共费时40分钟，纵向磁场测量精度为15高斯；如果对局部区域扫描，纵向场测量精度可高达0.4高斯，空间分辨率为5弧秒．

40通道磁象仪的结构大致如图3.14所示．前面一部份

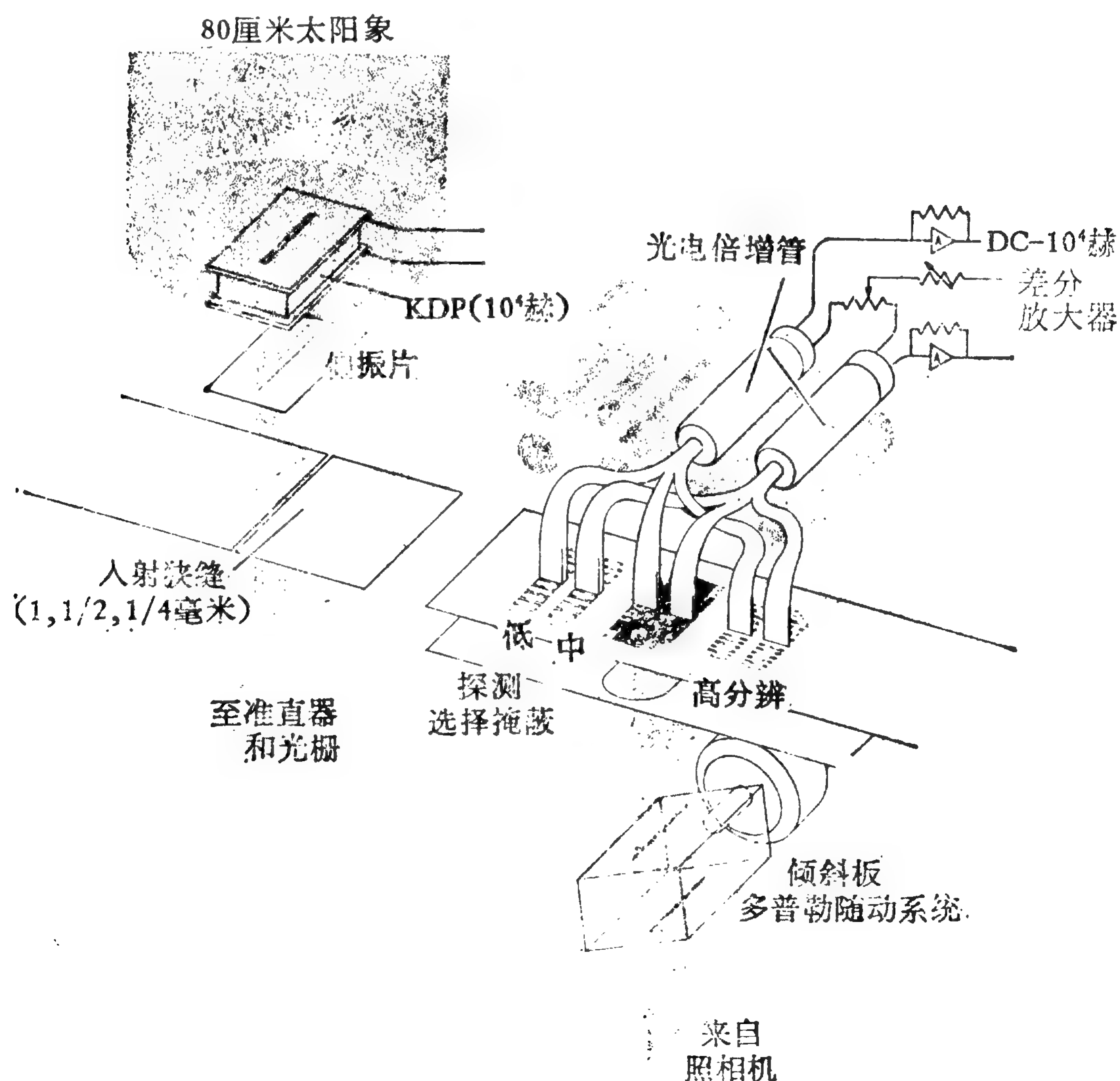


图3.14　40通道磁象仪结构示意图

光路(左图)与一般光电磁象仪相似，后面一部份(右图)却不相同. 从光谱成像镜射出的光线经过偏转器，可以射到三套光学纤维接收器中的任何一套. 每一套都有 40 个光电头，其中一半排列在谱线的紫翼，另一半位于红翼. 这三套接收器中光电头排列的疏密程度各不相同，因而可作分辨率不同的光电描记. 每个光电头都同光电倍增管相连接，在红翼和在紫翼的相应点各自所连接的光电倍增管被合在一起作差分放大，给出磁象仪讯号. 这一点与一般光电磁象仪是相似的.

用这样的仪器可以描出很精细的磁图，不过，其缺点是很难进行视向速度补偿. 这是因为，狭缝上各点所对应的日面区域的多普勒位移往往不一样，无法作统一的改正.

用 40 通道磁象仪进行观测，已经取得了一些有意义的结果. 例如，用它发现了在活动区强磁场之间到处都有微弱的背景磁场，其平均强度约为 2—3 高斯.

据文献[25]、[26]报道，继 40 通道磁象仪之后，最近又制成了 512 通道的磁象仪.

(四) 多普勒-塞曼分析器.

光电磁象在使用中有时会遇到一个困难问题，这就是饱和效应. 当磁场强度超过某一限度时，磁象仪的讯号不再随磁场强度的增加而变大，甚至还会减小. 这样一来，磁象仪的记录就变得紊乱无章了. 为什么会出现这种效应呢? 这是因为，如果塞曼分裂量 $\Delta\lambda_H$ 正好等于两条出射狭缝的间距（见图 3.15)，磁象仪的讯号这时就会达到极大值. 如果磁场再增强，即两条 σ 支线分裂得更加厉害时，它们的线心就会移到狭缝外面. 这样一来，穿过狭缝的光量自然就减少了，磁象仪的讯号也就因之而变弱.

为了避免饱和效应，有人故意选用磁场敏感度较低(即朗德因子较小)的谱线来进行磁象仪观测. 这样做当然是不得

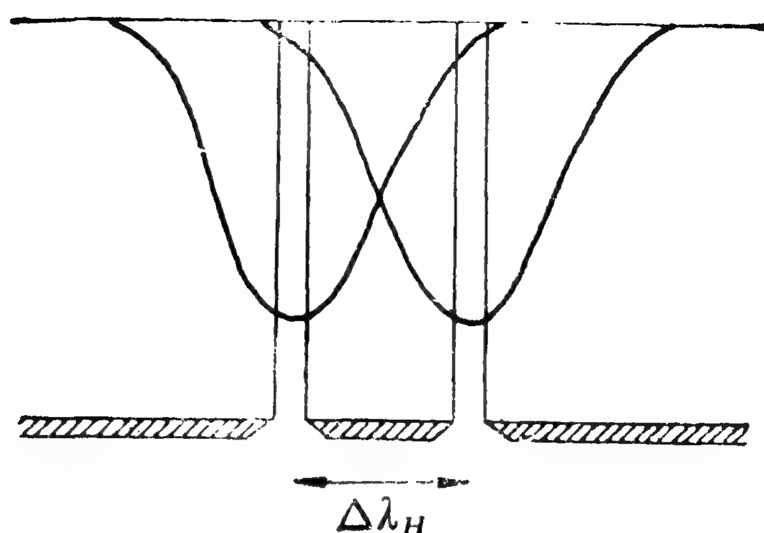


图 3.15　饱和效应

已，因为这并不是好办法，会使本来很灵敏的仪器无法充分发挥效力．为了合理地解决这个问题，沙克拉门托峰（Sacramento Peak）天文台研制成一架新型光电磁象仪，取名多普勒-塞曼分析器（简称 DZA）[27]．该仪器的主要特点是在摄谱仪入射狭缝上有两条光谱带，一上一下．这两束光在经过偏振装置后，就分别呈现为左旋偏振光和右旋偏振光．利用视向速度补偿器可以使两条谱带上所需要测量的谱线各位于两个出射狭缝的中心，也就是可以在图 3.15 所示的情况下进行磁象仪观测．

在结束本节前我们还应当指出，光电磁象仪的研制在今后很可能会出现重大的进展．这是因为，现有的仪器就已暴露出不少值得改进的地方．举例来说，塞曼分裂量（$\Delta\lambda_H$）与所用谱线的波长的平方（λ^2）成正比，因此，我们最好是选用长波的红外谱线来作测量，如 FeI λ21874.1 的 $\lambda^2 g \approx 1200$（单位为 10^{-10} 厘米^2，下均同），TiI λ22310.6 的 $\lambda^2 g = 1240$；可是目前常用的磁场测量谱线的 $\lambda^2 g$ 值却比这小得多，具体说来，λ5250，6173，6302 三条铁线的 $\lambda^2 g$ 值分别仅为 83，95，100．由此可见，如果能在红外波段使用近年来日臻完善的傅里叶（Fourier）光谱仪来作天体磁场测量，那么，我们就很可能会取得一些意义重大的新成就．

§4 照像磁象仪

为了提高磁场观测的空间分辨率，莱顿（Leighton）[28] 别具匠心地研制出另一种磁象仪(图 3.16)。它的基本原理和太阳单色光照像仪相同，也是借助于入射狭缝前的太阳像和出射狭缝后的底片盒二者的同步运动，在一条谱线范围内去拍摄太阳的单色像。所不同的，是在他的仪器中，太阳光在射进入射狭缝前先被一个光线分离器分成两束光，然后再分别穿过光轴互相正交的两个偏振片。这样，两束偏振状态不同的光就在狭缝的不同部份进入单色光照像仪。该仪器让出射狭缝位于一条磁场敏感谱线（例如 CaI λ6102.8）的线翼。这样一来，在没有磁场的区域就得到两个亮度相同的单色像，而在有磁场的区域就得到两个亮度不同的像。磁场愈强，两个像的亮度差愈大。用接触印像法得到其中任一个像的反像，把它与另一个像(正像)叠合在一起，这样，无磁场区域呈现灰色，看不出任何亮度变化；而有磁场区域，亮度随极性而异，一种极性区域是黑色的，另一种是淡白的。所以，最后得到的照片上的亮度分布图样，就反映出日面磁场的图形。

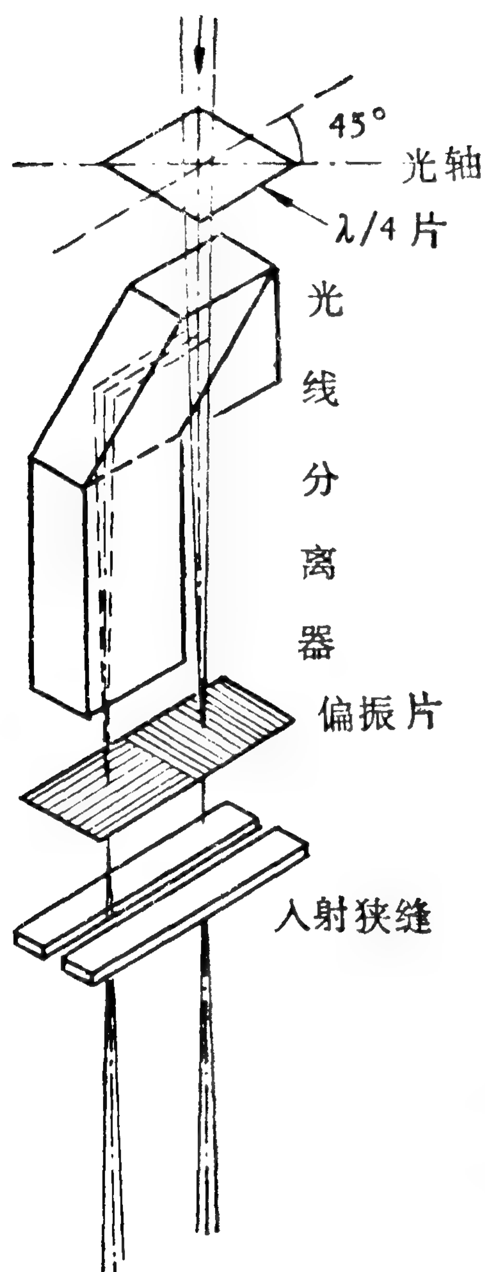


图 3.16 照像磁象仪

用照像磁象仪能够指出非常精细的磁图，但是，把两张照片准确叠合成像(即**像减法**)非常麻烦和费时。此外，这种观测也需要扫描，因而时间分辨率不高。为了消除这些缺陷，近

年来，天文工作者经过努力，研制出不少新型的照像磁象仪，以下介绍两个例子.

（一）磁场单色光照像仪.

为了避免繁复的像减手续，斯坦佛罗（Stenflo）[29] 提出一种新方法. 在他的方法中，用太阳单色光照像仪只形成一个太阳像（可以是整个日面，也可以只是一部份）. 在扫描过程中，在狭缝前用偏振装置对光线作电光或机制调制，这样，在太阳像上就得到一条条与狭缝平行的带. 对于无磁场的区域，相邻两条带的亮度基本一样；而对于磁场区域，邻带的亮度不一样. 磁场愈强，亮度相差愈大. 用这样的图形可以粗略地定出日面上的磁场分布.

（二）光谱单色光照像仪[1)]

这是近年来引起广泛重视的一种新仪器. 它在原理上和太阳单色光照像仪基本相同，所不同的是出视狭缝很宽，因此观测波段并不局限于一条谱线范围之内，而是还包括邻近的

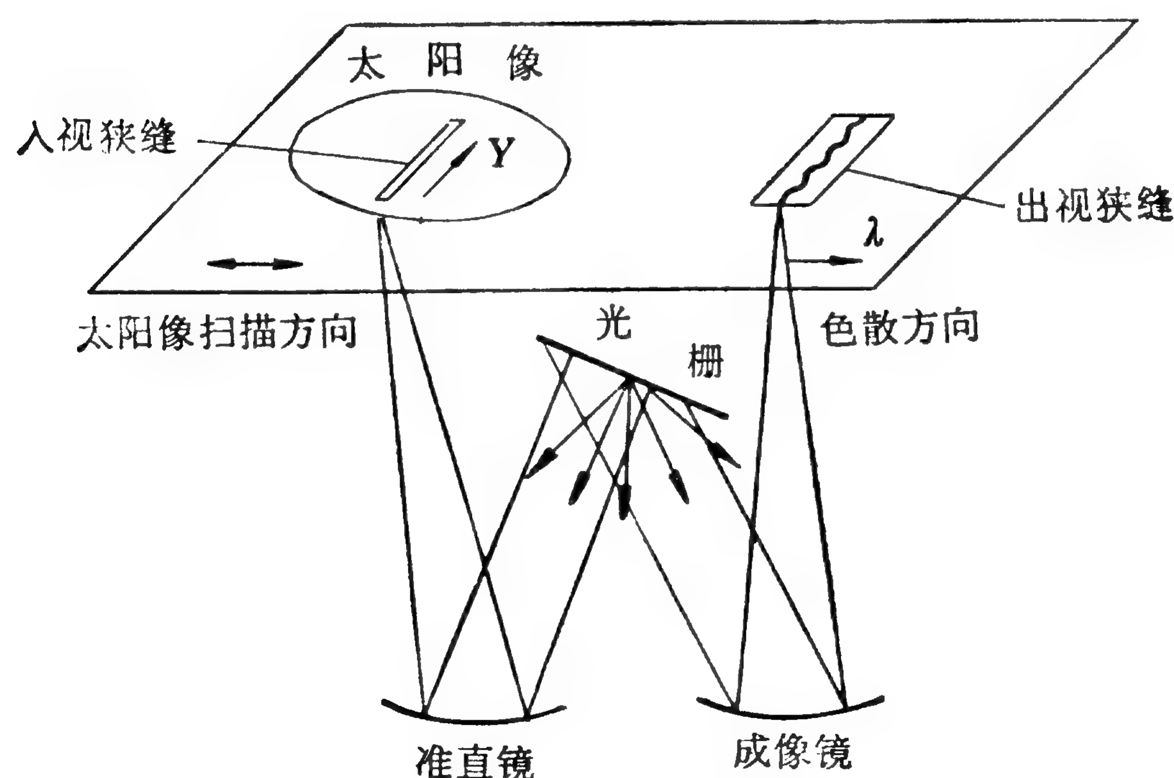


图3.17　光谱单色光照像仪的结构

1）英文名称为"Spectra-spectroheliograph"简称"S^2HG".

连续光谱．观测时，让太阳像停留在入视狭缝上，用电影胶卷拍下一张照片，然后，让太阳像沿着与狭缝垂直的方向移动一小段距离，同时胶卷也移动一格，再拍下第二张照片．把用上述方式拍摄的胶片上属于同一条谱线的同一部份的照片拼凑起来，就可以得到一般的太阳单色光照片(见图 3 18)．

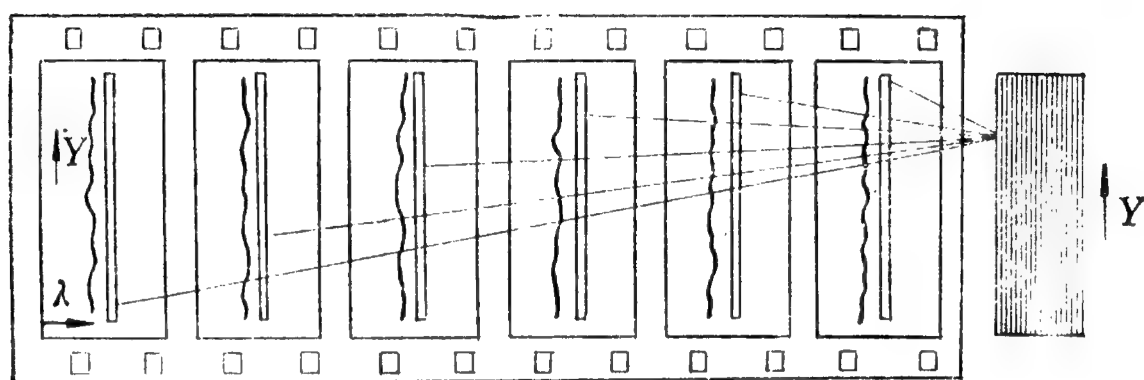


图 3.18　由光谱单色光照像仪胶片作单色像

当然，用光谱单色光照像仪进行观测，主要目的并不是要取得太阳单色像．在胶卷拍照过程中，如果使用 1/4 或 1/2 波片交替取得偏振光照片，那么，用电子计算机对观测资料加以处理，就可以得到观测区域的纵向磁场和横向磁场的分布图．此外，由此还能求得速度场等资料．关于这方面的详细情况见文献[30]．

这种仪器的主要设计思想，是从有限的观测资料“榨取出”尽可能多的信息．这是一个非常值得注意的动向．

§5　显像磁象仪

由于新技术的迅猛发展，最近几年来出现了一类新型的磁象仪，它的突出优点是时间分辨率特别高，可以在一瞬间把日面磁图拍摄成照片或在电视萤光屏上显示出来．这样做，对于日面快速活动现象(例如耀斑)的磁场观测特别有利．

这类仪器可称为显像磁象仪，或即时显像磁象仪．它的结构与光电磁象仪和照像磁象仪都大不一样．其主要特点

是：（一）它使用窄带滤光器[1)]来分离出磁敏谱线线翼的辐射，而不用光谱仪，因为这样才能避免用狭缝扫描，从而使日面（整个或一部份）各处能同时显示出来.（二）用电子学技术使左旋的和右旋的偏振光所成的像自动相减.（三）用快速电子计算机把观测信息立即归算为磁场数值.

澳大利亚的库尔古拉（Culgoora）天文台的那架磁象仪，就是最早研制成的一架显像磁象仪[31]. 它用三个自动控制的法布里-珀罗（Fabry-Perot）干涉仪组成滤光器（详细描述见[32]），透过波段仅为 0.05—0.1 埃，可以在 4000—6600 埃范围内调到任一波长. 这架磁象仪装在一架折光望远镜上，望远镜物镜（图 3.19 中透镜甲）的口径为20厘米，焦距 170厘米，可以在一条磁场敏感谱线的线翼对日面一部份（约 1/4 太阳半径）拍出单色像，然后，用照相方法或电视方法作半自动化的像减. 这架仪器能够在 0.3 秒的曝光时间内得到一张磁图，空间分辨率约为 2″.

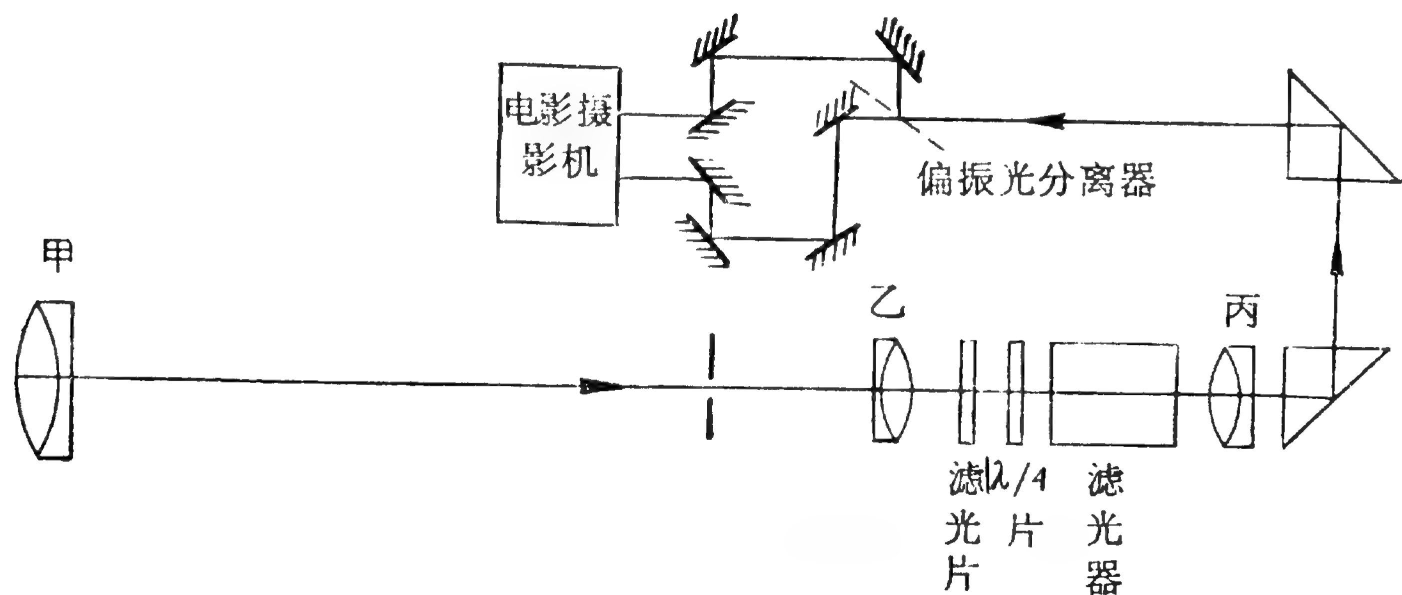


图 3.19　库尔古拉天文台显像磁象仪的光路图

在这架仪器之后，接着又有一些天文台也制成了显像磁象仪. 它们的基本原理是相似的，但所用的电子学技术愈来

1）透过波段的宽度仅约 0.05—0.3 埃.

愈复杂，自动化程度愈来愈高，以致可以同时测出四个斯托克斯参数，由此取得磁场的各种信息.

我们在上面用了四节的篇幅对三种类型(光电、照像、显像)的磁象仪分别作了简略介绍，为了使读者有一个比较完整的认识，现在把这些仪器的主要情况列成表3.3.

表 3.3　三类磁象仪的对比

类　型	创始人	主要优点	结 构 原 理	成像方式	新　品　种
光电磁象仪	H. W. 巴布科克	磁场测量精度高，范围大	电光偏振调制器＋高分辨率光谱仪＋光电接收器＋差分放大器	逐点扫描*	向量磁象仪、双线磁象仪、多通道磁象仪、多普勒-塞曼分析器
照像磁象仪	莱　顿	空间分辨率高	光线分离器＋偏振片＋太阳单色光照像仪＋像减装置	狭缝扫描	磁场单色光照像仪、光谱单色光照像仪
显像磁象仪	J. V. 拉姆塞(Ramsay)	时间分辨率高	望远镜＋窄带滤光器＋电子计算机＋电视显像装置	日面整个或局部同时成像	即时数字显像磁象仪、即时模拟显像磁象仪

* 多通道磁象仪是沿狭缝多点同时扫描.

总起来说，三类磁象仪各有优缺点，但是，资料最完善和科学意义最大的还要算光电磁象仪. 这是因为，这类仪器可供作比较可靠的定量研究，而且还能测定磁场的纵向和横向两个分量以及磁场向量的方位角. 此外，光电磁象仪不仅可以描出日面的磁场分布图，还能同时得到相同区域的速度场和亮度场分布图，这些都是太阳物理研究和太阳活动预报所需要的重要资料. 这类仪器不仅在太阳磁场研究中早已大显身手，近年来，它在对恒星磁场的观测方面也已初试锋芒(详见本书第九章§1).因此可以认为，光电磁象仪是现代天体磁场研究中的主要武器. 当然，人们有理由希望，不久将会出现

兼有三类仪器优点的更新型的磁象仪.

§6 杂散光和仪器偏振的影响

天体磁场测量是一项很艰巨的任务. 除了在仪器制作和观测资料的理论解释方面存在困难外, 在观测过程中还须设法消除一些外来因素的影响. 杂散光和仪器偏振就是两个必须考虑的重要因素. 本节只打算对这两方面的问题作简略的讨论.

杂散光的种类甚多,形成的原因也很复杂. 一般说来,由于日晕、大气闪动和仪器成像系统内散射的影响,在摄谱仪狭缝前太阳像上某一点的光并不完全属于日面上与之相应的位置,而是有一部分来自日面其他部份. 例如,黑子本影的一部份辐射扩散到外面去了, 而半影以至光球的光又混杂到黑子本影中来, 这对黑子磁场的观测当然会有影响. 即使黑子本影的磁场纯粹是纵向的,但由于半影的光散射进来,在本影中也会看到 π 支线,即出现横向磁场. 问题不仅如此,在黑子中本来就可能有横向场(例如邦巴 (Bumba)[36] 发现,有些谱线在光球中很弱, 但在黑子中它们的 π 支线就比相应的光球谱线强几倍),所以,单凭 π 支线还不能断定杂散光的强弱,还必须考虑到无偏振的自然光. 事实上, 光球的辐射也会混杂到黑子本影中去. 这样一来, 要测定日面上某一点 (例如黑子本影)的磁场,我们就必须先改正杂散光的影响.

杂散光的影响可以用旺德尔斯 (Wanders)[37] 的方法加以改正,即认为观测强度 I 和真实强度 J 之间的关系为

$$I(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} J(\xi,\eta)U(\xi - x,\eta - y)d\xi d\eta; \quad (3.18)$$

式中 (x, y) 是某一固定点的坐标, (ξ, η) 为其他若干点的坐标. 扩展函数 U 可取为一个指数函数,即

$$U(\xi-x,\eta-y)=\frac{a}{\pi}\exp a[-(\xi-x)^2-(\eta-y)^2]; \quad (3.19)$$

这里 a 为模糊系数，它的数值与观测地点的大气状况和仪器有关，可由日面边缘附近的强度分布求得. 具体说来，如果大气闪动、日晕(即大气散射)和仪器散射都不存在，在日面边缘强度应该突然下降，呈现图 3.20 中曲线 1 的分布；实际上，由于闪动和散射的存在，强度分布变成 2，3，4…等曲线，它们各对应于一个 a 值. 所以，具体测出边缘强度的分布，就可定出 a 值来.

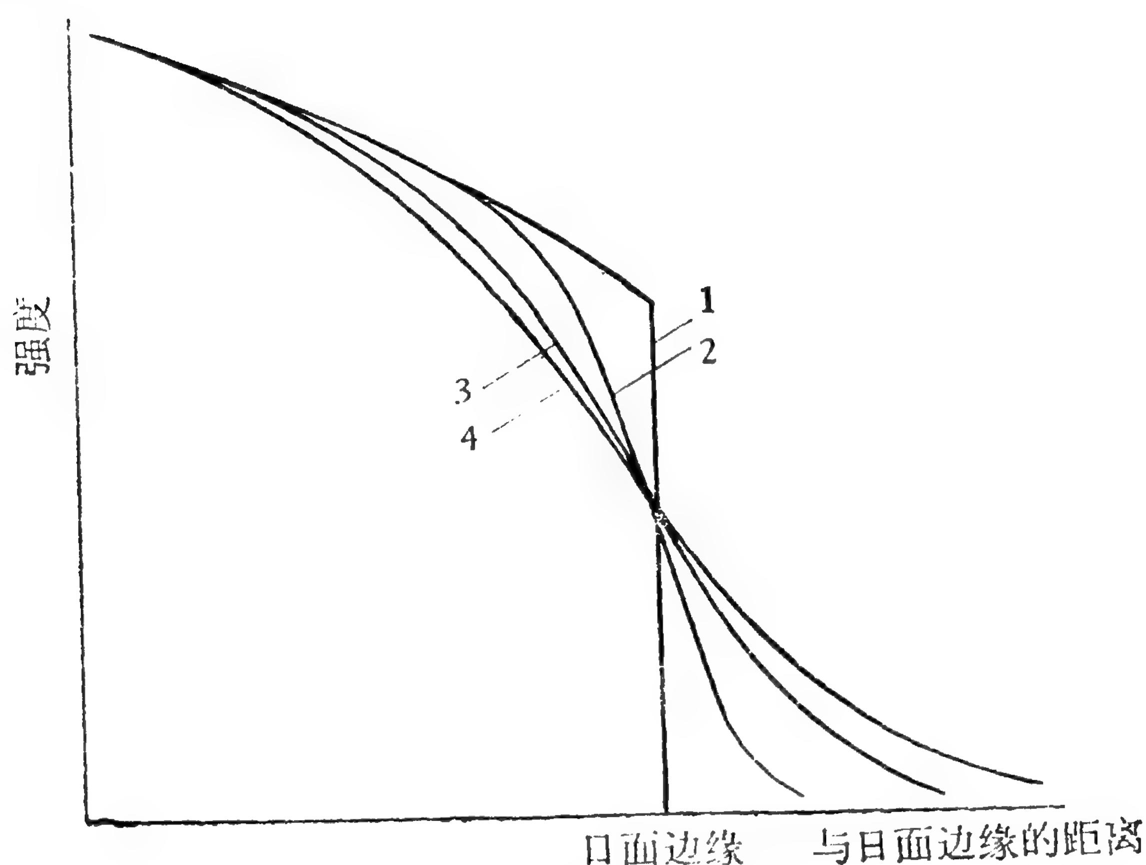


图 3.20 模糊系数的测定

在实际工作中，由于黑子和其他磁场区域的形状往往不规则，加之它们本身的磁场也不一定是均匀的，因此，要对杂散光的作出精确的改正是相当困难的. 比较好的做法，还是要选择恰当的观测地址和恰当的观测时间，并千方百计减少仪器内的散射，这样就可以把杂散光控制在一定程度内，只需作粗略的改正就行了.

仪器偏振的改正比杂散光改正更加困难. 从某种意义上

说，天体的磁场测量实际上就是对天体辐射偏振的测量．但是，在用仪器进行测量时，光线在反光镜上的倾斜反射以及镜面镀膜和透镜的缺陷等都会引起附加的偏振，即所谓仪器偏振．仪器偏振和天体辐射本身的偏振混淆在一起，就给天体磁场观测结果带来较大的误差．关于这方面的情况，在文献[38、39]中有比较详细的介绍．一般说来，仪器偏振随入射角和反射角的增大而变大．例如，捷克的昂德列约夫(Ondřejov)天文台太阳光谱仪的那具定天镜，仪器的偏振度在中午前后仅约1%，而对于较大的时角，则可高达6%(见[40])．由此可见，尽量在中午时刻对太阳进行观测，努力减少反射镜面的数目和改用折射系统，这些措施对于减轻仪器偏振的影响都会是有利的．

仪器偏振对黑子磁场观测产生的影响，表现为奇数和偶数条纹所对应的光谱带不一样亮．这样，就必须把偏光膜网旋转一个角度，才能抵消仪器偏振的影响，从而使奇、偶条纹的光谱带的亮度保持相等．

如何对天体磁场测量中的仪器偏振作出改正，目前的研究还很不充分．大概说来，改正的方法有两种，这就是进行理论计算和加入补偿装置；当然，也可以同时使用这两种方法[41]．

§7　磁场敏感谱线的选择

现有的天体磁场观测的主要依据，是天体谱线的塞曼效应．但是，谱线的数目非常多，以太阳光谱为例，单在可见区就有24,000多条夫琅和费线，因此我们必须考虑，哪些谱线最适宜用作天体磁场观测．

首先要指出，我们选择的当然是磁场敏感的那些谱线，也就是能够呈现出塞曼效应的那些谱线．进一步说，我们选择

的还主要是呈现正常塞曼效应的谱线，即在磁场中三分裂的那些谱线。因为，目前我们只是对于它们才有比较成熟的磁场内谱线形成的理论。虽然有时也采用一些呈反常塞曼效应的谱线(例如作日珥磁场观测，主要用 H_α，因为这是日珥光谱中最强的一条发射线)，但是对于用这样的谱线所取得的资料很难进行定量的研究。

呈现正常塞曼效应的谱线仍然很多，为了选出最适宜的谱线，我们应当按以下几条原则作进一步的挑选。

（一）按公式(3.1)，塞曼分裂量 $\Delta\lambda_H$ 与朗德因子 g 成正比。这个因子可以表征谱线的磁场敏感程度。一般说来，$g \geqslant 2.5$ 的谱线对于磁场就是足够敏感的了。

（二）式(3.1)还告诉我们，$\Delta\lambda_H$ 与波长的平方 λ^2 成正比。因此，波长愈长对于观测愈有利。这就是说，最好是选择位于红区和红外区的谱线。

（三）夫琅和费线的轮廓希望是锐深的，这样比较容易看清楚它们的塞曼分裂或致宽。

（四）为了避免系统误差，所选谱线应当不与其他谱线重叠，并尽量远离其他谱线。

（五）为了便于测定和便于比较日面不同区域的磁场，所选谱线最好只是对磁场敏感，而对其他物理因素(例如温度)的变化不敏感。否则，谱线的轮廓和等值宽度的变化都不纯粹是由磁场引起的，这样，对观测资料的解释就会变得很困难。

根据以上原则，不少天文工作者都进行过磁场测量适用谱线的选择工作。比较早的是冯·克吕贝尔(Von Klüber)的工作[2]。他在 5000—9000 埃范围内精选出八条谱线，其有关情况已全部列在表 3.1 中。这里面，λ5250，6173 和 6302 这三条铁线最重要，也是在长期观测中用得最多的。现在，冯·克吕贝尔的工作基本上仍应肯定，不过需要作以下几点补充。

（一）近年来已经又有了更全面，更细致的研究工作，例如在文献[42]中就给出了更加完整的磁场敏感谱线表。此外，人们已发现，常用的磁场敏感谱线(包括上述三条铁线)也有一定程度的谱线重叠现象.

（二）为了研究一些与磁场无关的现象(例如埃弗谢德效应)，我们需要撇开磁场的影响，为此，人们有时故意要采用一些对磁场完全不敏感的即 $g=0$ 的谱线．在文献[43]中就给出有这样的谱线表．

（三）上面谈到，铁线 λ5250 是大半个世纪以来在太阳磁场测量中使用得最多的三条谱线之一，可是，遗憾得很，近年来已发现这条谱线对于温度十分敏感．具体说来，黑子本影温度比光球温度低 1500 度左右，主要由于这个原因，这条谱线在本影中的等值宽度与在光球中的等值宽度的比值就高达 3.4．(作为对比，可以举出 FeI λ6302 作为对温度不敏感谱线的例子，对它来说，上述比值仅为 1.1．可是，在另一方面，还有一些谱线，它们对于温度的敏感程度比 λ5250 还要高得多．一个突出的例子是 VI λ6256.887．对于这条谱线，上述比值竟高达 48！换句话说，该谱线在黑子中比在光球中强得非常多．）这表明，λ5250 这条谱线并不符合上述选线原则的第五条，因此，我们用它得到的结果都值得怀疑了．曾有不少人对这条谱线进行过专门的研究(例如见[44、45])，结果发现，用它测出的磁场强度果真比真实数值小得多，二者相差竟达 2—5 倍！

λ5250 的使用历史是一个教训，它提醒人们，要取得可靠的天体磁场测量结果，必须认真重视选线工作．

参 考 文 献

[1] Hale G. E., Nicholson S. B., 1938 *Publ. Carnegie Inst.*, No.

498.
[2] Klüber H. von, 1948, *Z. Astrophys.*, **24**, 121.
[3] Северный А. Б., 1955, *Изв Кр АО*, **15**, 31.
[4] Вяльшин Г. Ф., 1956, *Солн. Дан.*, № 5, 143;
1957. *Солн. Дан.*, № 1, 143; № 2, 116.
[5] Северный А. Б., Степанов В. Е., 1957, *Изв Кр АО*, **16**, 3.
[6] Stepanov V. E. et al., Catalogue of Strengths and Polarities of Magnetic Fields of Sunspots for the Period of the IGY= *Annals of the IGY*, vol. XXIII (1962).
[7] Степанов В. Е., 1958, *Изв Кр АО*, **19**, 20.
[8] Seares F. H., 1913, *Ap. J.*, **38**, 99.
[9] Babcock H. W., 1953, *Ap. J.*, **118**, 387.
[10] Никулин Н. С. и др., 1958, *Изв Кр АО*, **19**, 3.
[11] Никулин Н. С., 1960, *Изв Кр АО*, **22**, 3.
[12] Котляр Л. М., 1960, *А. Ж.*,[1] **37**, 469.
[13] Степанов В. Е., 1960, *Изв Кр АО*, **23**, 291.
[14] Staude J., 1969, *Sol. Phys.*, **8**, 264; 1970, *Sol. Phys.*, **12**, 84; **15**, 102.
[15] Stenflo J. O., 1971, 见 Solar Magnetic Fielas, ed. R. Howard, p. 101.
[16] Beckers J. M., 1969, *Sol. Phys.*, **9**, 372; **10**, 262.
[17] Evershed I., 1944, *Observatory*, **65**, 190.
[18] Степанов В. Е., Северный А. Б., 1962, *Изв Кр АО*, **28**, 166
[19] Северный А. Б., 1964, *Изв Кр АО*, **31**, 126.
[20] Dollfus A., 1958, *C. R.*, **246**, 2345, 3590.
[21] Leroy J. L., 1962, *Ann. Astrophys.*, **25**, 127.
[22] Severny A., 1964, *Sp. Sci. Rev.*, **3**, 451.
[23] Северный А. Б., 1966, *А. Ж.*, **43**, 465.
[24] Livingston W., Harvey J., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 51.
[25] Trumbo D. et al., 1974, *Bull. Am. Astr. Soc.*, **6**, 296
[26] Smithson R. C., 1975, *Sol. Phys.*, **40**, 241.
[27] Dunn R. B., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 65.
[28] Leighton R. B., 1959, *Ap. J.*, **130**, 366.
[29] Stenflo J. O., 1969, *Sol. Phys.*, **6**, 476.
[30] Title A. M., Andelin J. P., Jr., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, 298.
[31] Ramsay J. V. et al., 1971, 见 Solar Magnetio Fields, ed. R.

---

1) = *Астрономический Журнал.*

Howard, p. 24.
[32] Ramsay J. V., 1970. *Solar. Phys.*, **12**, 492.
[33] Janssens T. J., Baker N. K., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 44.
[34] Smithson R. C., Leighton R. B., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 76.
[35] Brueckner G. E., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 84.
[36] Bumba V., 1962, *B.A.C.*[1], **13**, 42.
[37] Wanders A. J. M., 1934, *Z. Astrophys.*, **8**, 108.
[38] Домбровский В. А., 1973, Курс Астрофизики и Звездной Астрономии, том 1, 3-е изд., Глава XXVI.
[39] Gehrels T. (ed.) 1974, Planets, Stars and Nebulae Studied with Photopolarimetry.
[40] Bumba V., Topolova-Ruzickova B., 1962, *B.A.C.*, **13**, 95.
[41] Jäger F. W., 1972, *Sol. Phys.*, **27**, 481.
[42] Harvey J. W., 1973, *Sol. Phys.*, **28**, 9.
[43] Sistla G., Harvey J. W., 1970, *Sol. Phys.*, **12**, 66.
[44] Harvey J. W., Livingston W., 1969, *Sol. Phys.*, **10**, 283.
[45] Wittmann A., 1971, *Sol. Phys.*, **20**, 78.

1) = *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia.*

第四章 太阳黑子磁场

我们在第一章里谈过，人类历史上第一次天体磁场的测量，是黑尔[1]于 1908 年在威尔逊山天文台进行的对太阳黑子磁场的观测. 自那以后三十多年间，这项工作一直是由威尔逊山天文台单独进行的. 从 1941 年和 1955 年开始，波兹坦天文台和克里米亚天文台才相继开展了这项重要的工作. 在我国，北京、紫金山和云南三个天文台，在无产阶级文化大革命期间，先后开始了正规的黑子磁场测量工作. 这大半个世纪以来，许多天文单位进行的黑子磁场观测已经积累起丰富的资料1)，并在这个基础上产生出许多有意义的理论研究. 但是，尽管取得了这些巨大的进展，黑子磁场工作仍然存在着一系列的矛盾和问题.

§1 黑子磁场的特征

（一）黑子群的极性及其变换规律.

在黑子磁场观测的初期，黑尔就发现黑子磁场具有一系列明确的规律性. 这主要是:

（1）黑子往往成群出现. 一般说来，一群中有两个较大的黑子，分别称为前导黑子（在黑子群的西部，就太阳自转

1）威尔逊山台的黑子磁场观测资料定期发表在 *Publ. Astr. Soc. Pacific*(即 *P. A. S. P.*) 上;波兹坦台的资料见 Mitteilangen des Astr. Obs. Potsdam; 苏联的资料载于 *Солнечные Данные* 月刊，后来出版了 Магнитные Поля Солнечных Пятен 专刊. 国际地球物理年期间(1957年 7 月 1 日至 1958 年 12 月 31 日)，世界各台站的观测资料被综合整理成一个专集，即第三章参考文献 [6].

的方向来说走在前面）和后随黑子（情况与前导黑子相反）. 这两个黑子的磁极性相反，一个是N极，另一个是S极.

（2）把日面划分为南北两半球，在同一半球内，各前导黑子和各后随黑子的极性都各自彼此相同；而不同半球里的情况相反.

（3）黑子有22年的磁周，即每隔11年（一个太阳活动周期）南北半球黑子群的磁性分布转换一次，再过11年又再改回来.

对这些规律的解释牵涉到产生太阳活动的机制，有关问题将留待第十一章§3再详细叙述.

（二）黑子面积与磁场强度的关系.

磁场是黑子的最重要的物理特性，一切黑子都具有磁场. 已经观测到的黑子最大磁场强度为4300高斯，最小的仅约100高斯. 统计资料（见[2]）表明，只有20%左右的黑子的磁场强度超过2000高斯，5%超过3000高斯. 大致说来，黑子面积愈大，磁场愈强. 不少人[2-5]研究过黑子面积与该黑子内最大磁场强度的关系，他们的结果基本相符，可用下列经验公式来表示：

$$H_m = 3700\frac{A}{A+66}; \tag{4.1}$$

式中H_m是最大磁场强度（单位为高斯），A是黑子面积（单位为可见日面的百万分之一）. 按这个公式，面积最大的黑子的磁场强度不会超过3700高斯. 实际上当然不止这样大，因而这只是一个近似公式.

黑子的辐射强度随面积的增加而减小. 黑子愈黑，面积愈大，磁场也愈强，因此，上面的公式也可以用来表示黑子的黑度与磁场强度的关系.

（三）磁场强度与日面中心角距的关系.

严格说来，公式（4.1）只适用于日面中心区附近的黑子．有些观测（见[4、6]）表明，当黑子接近日面边缘时（即日面中心角距增加时），H_m 减小．对此，有以下两种可能的解释：(1) 黑子靠近日面边缘时，散射光较强，黑子磁场强度的观测值因而下降．(2) 黑子磁场有一定的梯度，我们观测到的日面边缘黑子的辐射是来自黑子的较高气层，那里的磁场强度较小．至于这两个因素作用的大小，各人的看法不同．此外，据特鲁纳（Treanor）[7] 的观测，黑子磁场强度随日面中心角距的变化似乎并不存在．看来，这个问题很值得进一步加以研究．

（四）单极黑子内磁场强度的分布．

在一个黑子内部，各个区域磁场的强度和方向都不一样，这表明黑子磁场有着极其复杂的结构．研究这种结构，对于黑子的成因和物态的探索都大有益处．目前，人们研究过的还仅限于单极黑子．在这里，我们只打算谈到磁场强度在日面同一水平面内的分布，至于磁场强度随高度的变化以及磁场的方向，准备分别在第六章 § 4 和本章 § 2 再作叙述．

根据在威尔逊山天文台多年的观测结果，黑尔和尼科尔森（Nicholson）[8]认为，一般说来，磁场强度在黑子中心处最大，由中心向外逐渐减小，并在半影边缘外面不远处下降到很小的数值．后来的观测又进一步表明，磁场强度在本影范围内变化是不大的，只是在半影范围内才急剧下降．黑子磁场并不局限于可见光的黑子区域，而会延伸到附近光球，与光斑磁场相汇合．邦巴[9]曾测出半影外面的磁场强度约为300高斯．这个数值与黑子的大小无关．

为了更明确地表示出单极黑子的磁场强度分布，有些研究者求得下列一些经验公式：

（1）布罗克森（Broxon）[10] 的公式是

$$H(r) = H_0\left(1 - \frac{r^2}{b^2}\right); \quad (4.2)$$

式中 b 为黑子半影的半径1)(约为本影半径的 2.4 倍)，r 为黑子内任意一点与黑子中心的距离，H_0 为黑子中心的磁场强度(极大).

(2)马蒂格 (Mattig)[5] 的公式:

$$H(r) = H_0\left(1 - \frac{r^4}{b^4}\right) e^{-2(r/b)^4}. \quad (4.3)$$

(3) 阿尔汶[11]的公式:

$$H(\rho) = \frac{a}{\rho^3}\sqrt{1 + 3\sin^2\varphi}; \quad (4.4)$$

式中 ρ 为向量半径，φ 为向量半径与光球表面的夹角，a 为偶极磁子的磁矩.

(4) 邦巴[9]的公式:

$$\left.\begin{aligned} H(\rho) &\approx \frac{a}{\rho_3}, \\ \lg H_0 &= 0.27\lg a - 4.82. \end{aligned}\right\} \quad (4.5)$$

(5) 贝克尔斯 (Beckers)和施勒特尔 (Schröter)[12]的公式:

$$H(\rho) = \frac{H_0}{1 + \rho^2}. \quad (4.6)$$

(五) 黑子磁场的演变史.

在太阳的各种活动中，比较起来黑子的寿命是很长的，它们往往可以存在几天乃至几十天. 在黑子的生存期中它的磁场怎样变化，这是一个重要问题. 考林 (T. G. Cowling) 对两个大黑子群(生存期各为55天和30天)的演变进行过研究，其结果绘于图 4.1 (甲)、(乙). 由图可见，在黑子诞生后磁场

1) 此处以及下面都认为黑子(包括本影和半影)是圆的，这自然是粗略的近似.

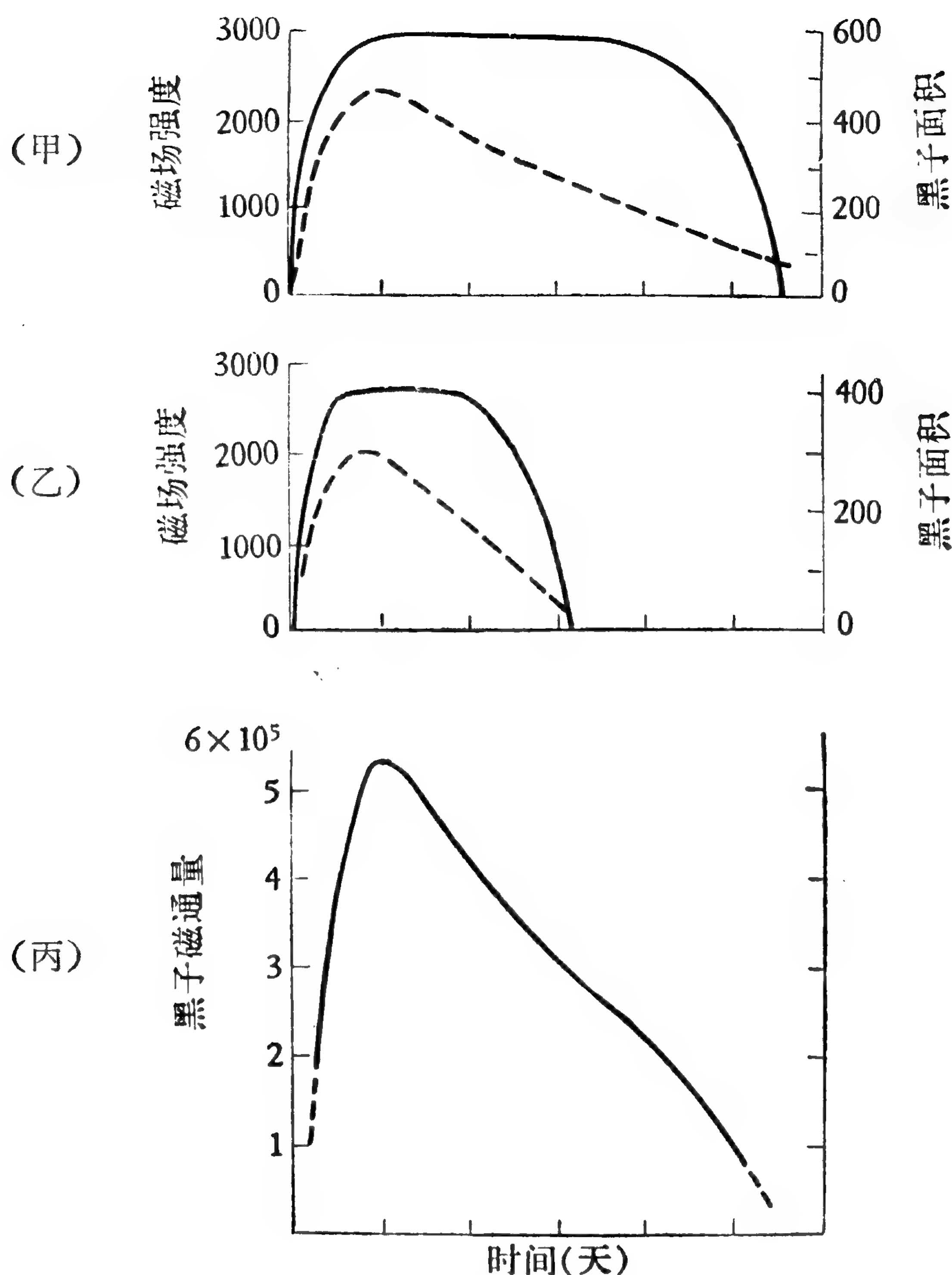


图 4.1 黑子磁场的演变（实线代表磁场强度和磁通量；虚线为黑子面积，以可见日面的百万分之一为单位）

强度迅速上升到极大值，然后就保持较长一段时间基本不变；黑子面积的变化与此不同，它增长到极大值很迅速，但下降也较快.

利用这些结果人们还可以研究黑子的磁通量变化. 假定黑子是一个半径为 b 的圆，在与圆心距离为 r 处磁力线与圆的法线方向的交角为 δ，则穿过黑子的磁通量是

$$\Phi = 2\pi \int_0^b H(r) \cos \delta r d r. \tag{4.7}$$

对 $H(r)$ 采用布罗克森的经验公式(4.2)，并取 $\delta = \frac{r}{b}$ 70°，便得

$$\Phi = 0.383 H_m \pi b^2. \tag{4.8}$$

如果用面积 $A(=\pi b^2)$ 表示，则有

$$\Omega = 0.383 H_m A. \tag{4.9}$$

这样求得的黑子磁通量与黑子面积的关系见图 4.1(丙). 在黑子演变过程中，磁通量迅速达到极大，然后大体上按线性规律稳定地下降.

§2 黑子磁场的方向

我们在上一节只谈到了黑子磁场强度的测量结果，更确切地说，测出的只是磁场强度在视线方向上的分量. 要确定磁场的方向(即磁力线的方向)，还需要采用下述的一些专门方法.

(一) 经典的方法是尼科尔森创立的[8]. 他采用西尔斯的公式[13]，由塞曼支线的相对强度来求磁场与视线的交角 γ. 关于这个方法以及有关的情况，我们在第三章 §1 里已经谈过了.

(二) 按照经典模型，黑子磁力线的方向大致是在本影区域垂直于日面，而在半影区域与日面倾斜，愈往外倾角愈大(图 4.2). 因此，当黑子随太阳自转而移向日面边缘时，就观测者看来，靠近边缘的黑子区域的磁性会变号，同一个黑子会分为磁性不同的两部分. 黑子愈靠近日面边缘，磁性分界线就愈往黑子中心移动. 因此，可以由磁性分界线与黑子中心的距离 r (取半影的半径为 10) 来测定 γ 角. 黑尔等人[14]对 61 个黑子的测量结果绘于图 4.3.

(三) 特鲁纳[7]创立过一种新方法，用它在牛津大学天

文台来测量黑子磁场的方向．这个方法的原理如下．当 $\gamma=0^\circ$ 时(纵向塞曼效应)，两条塞曼支线都是圆偏振的(见图 2.1)；而当 $0<\gamma<90^\circ$ 时，两条 σ 支线都是椭圆偏振的，其椭率自然与 γ 角有关．用巴俾涅（Babinet）补偿器测定两条 σ 支线的相位差，就可以算出 γ 角．具体说来，偏振光的椭

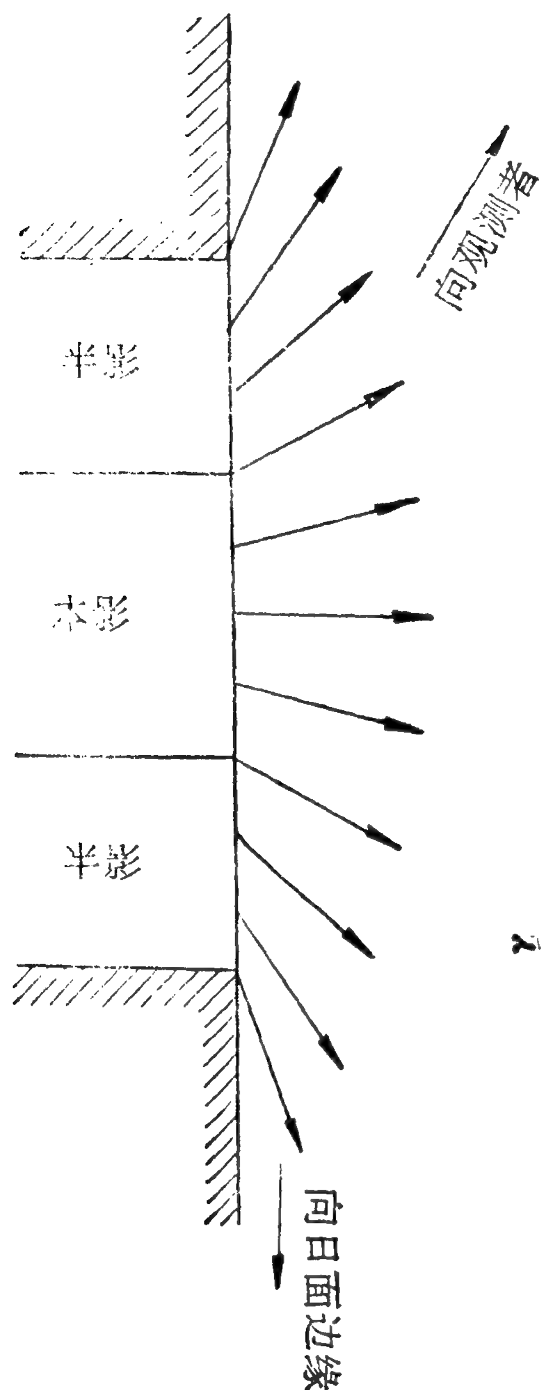


图 4.2 单极黑子磁场的极性分界线

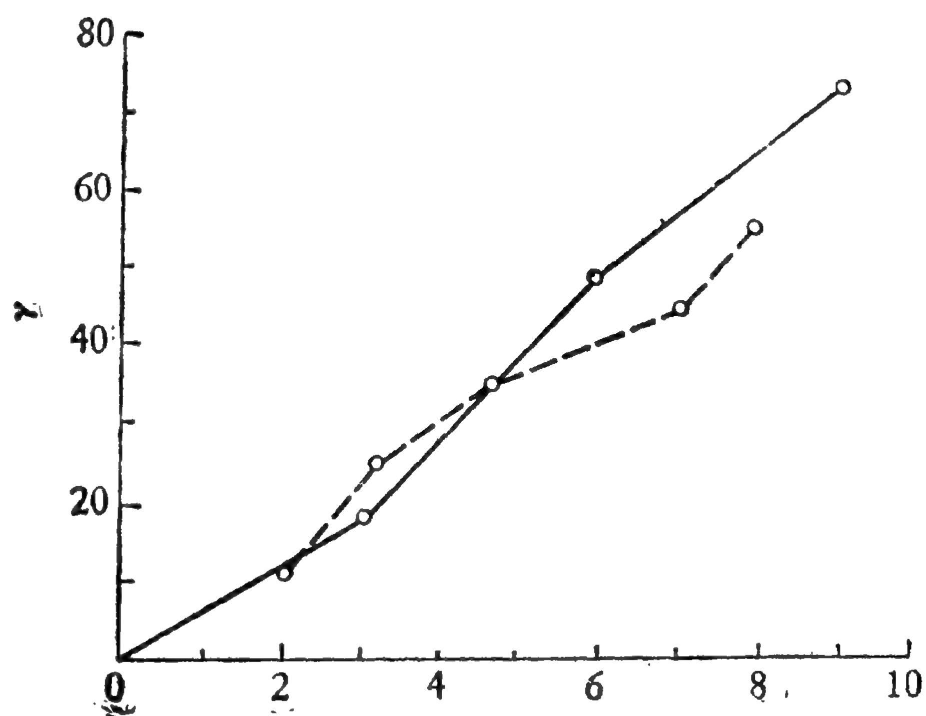


图 4.3 由磁性分界线与黑子中心的距离测定 γ 角

率（$\Psi=\tan^{-1}\dfrac{B}{A}$，$A$ 和 B 各为椭圆的长轴和短轴)与 γ 角的关系式为

$$\tan\Psi=\cos\gamma; \tag{4.10}$$

测得 Ψ，即可算出 γ 角．

巴俾涅补偿器(见图 4.4)由两个夹角相同(都为 α)的石英劈组成，它们的光轴互相垂直．两个分量为 $a_1\sin\omega t$ 和 $a_2\sin(\omega t+\delta)$ 的一束椭圆偏振光在穿过补偿器后，第一个

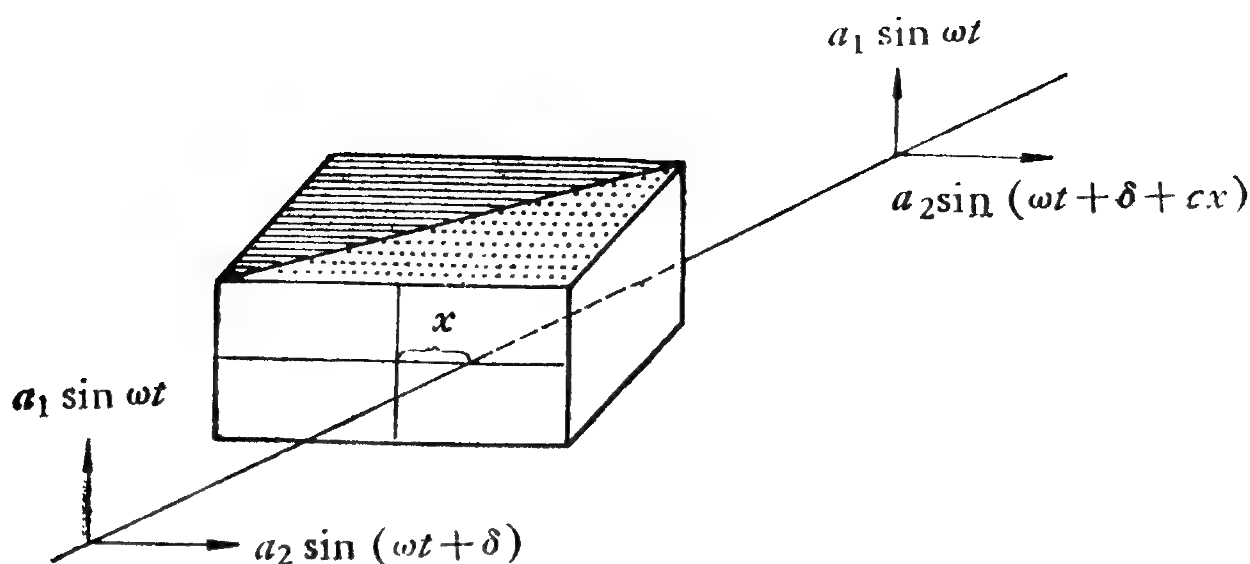


图 4.4 巴俾涅补偿器

分量不变，第二个分量变为 $a_2 \sin(\omega t + \delta + cx)$；此处 $c = \frac{2\pi}{\lambda}(\mu_0 - \mu_e)\alpha$，$\mu_0$ 和 μ_e 各为正常光和反常光在晶体内的折射系数. 这样，光线穿过补偿器后就出现明暗条纹，由条纹的间距可以测出相位差. 假如用补偿器先测出相位差为 δ_1，后把补偿器旋转 τ 角再测出相位差为 δ_2，则可按下列公式计算 Ψ 角：

$$\left.\begin{aligned} \tan 2\varphi &= \sin 2\tau \Big/ \left(\frac{\tan \delta_1}{\tan \delta_2} - \cos 2\tau\right), \\ \tan 2\Psi &= \tan \delta_1 \sin 2\varphi, \end{aligned}\right\} \quad (4.11)$$

把 Ψ 的数值代入式(4.10)，就得到 γ 角.

（四）西慧山等人[15,16]另找出一个简便的办法来. 他们在摄谱仪狭缝前安装一台偏振计，这样就可以对一条谱线（例如 FeI 6302.5）拍出两个方向互相垂直的直线偏振光和两个方向相反的圆偏振光共四条光谱. 按照海野和三郎[17]的磁场内谱线形成的理论用四个斯托克斯参数（I，Q，U，V）来处理这四个偏振光的谱线轮廓，他们得以同时算出 $H(r)$ 和 γ 来. 他们求得的单极黑子磁场的强度分布同布罗克森公式（4.2）相符，然而磁场方向却与其他方法给出的结果相差甚大. 主要的差别是，他们测得在半影范围内 γ 都接近于 90°，即磁力线

几乎与日面平行.

除以上几项工作外，在文献[18、19]中也讨论过黑子磁场方向的测定方法. 具体内容在这里就不一一介绍了.

最后，需要指出，测定太阳黑子磁场的方向就观测技术方面来说存在着不少困难. 除已经谈到过的仪器偏振外，日晕和大气闪动会使附近光球的光侵入黑子范围内，造成"假π支线"，从而给测量结果带来误差. 黑子愈靠近日面边缘，这方面的误差就愈大.

§3 黑子磁场的精细结构

长时期来，天文工作者愈来愈清楚地了解到，太阳大气以及太阳上面的各种活动体都是高度不均匀的，换句话说，它们都有很复杂的精细结构. 太阳上的米粒组织、"胡须"[1)]、色球的针状物……，这些都是例证. 可惜，日面上精细结构的尺度与现有仪器和大气宁静度所容许的分辨极限（≈0.5 弧秒）十分相近，甚至很可能还要小得多. 下面我们只列举一系列事实，来说明黑子磁场也具有不容忽视的精细结构.

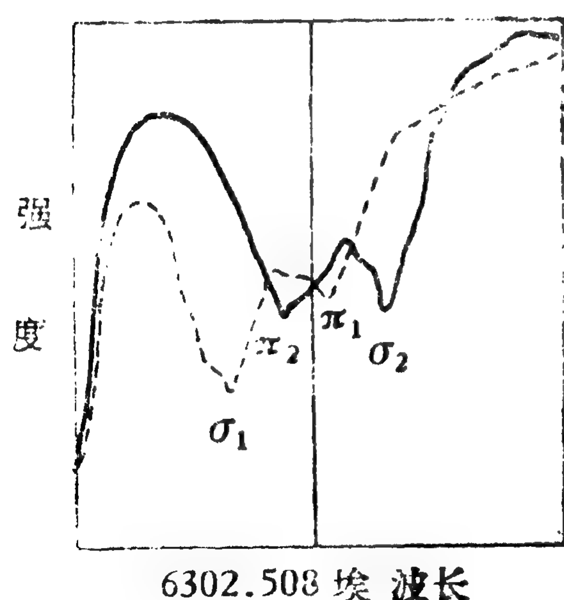


图 4.5 π 支线分裂现象

（一）天文工作者早已发现，用呈现正常塞曼效应的谱线来观测本影磁场，有时可以看到所谓的"π支线分裂"现象，即在两条σ支线之间会出现两条偏振方向相反的圆偏振支线. 图 4.5 就是这现象的一个实例. 对此现象的比较合理的解释是：强度为 2000—4000 高斯的本影磁场包

1) 日面上某些细小的区域，它们的光谱有非常宽的发射线.

含有极性相反，强度约为 200—400 高斯的小区域磁场．那两条被误认为是分裂开来的 π 支线，实际上正是后者的两条 σ 支线．这方面的详细情况见文献[20]．

（二）有人[21]曾直接观测到在本影里有直径小于 2 弧秒的微小区域，那里的磁场特别强．例如，在平均强度为 2400 高斯的本影磁场中，有磁场强达 5000 高斯以上的小区域存在．类似的报道，目前已经是屡见不鲜了．

（三）克里米亚台磁象仪的观测表明，一般认为是单极的黑子和黑子群，实际上它们往往是多极的（见[12、22]）．图 4.6 给出一个实例．一个黑子，用低分辨率（狭缝高度 27″）描绘出的一维磁场分布[为图 4.6（甲）]，显示出磁场是单极的；可是，这同一黑子，当用较高分辨率（5″）描绘时，得出的却是多极磁场[图 4.6（乙）]．因此，严格说来，单极黑子可认为实际上并不存在．

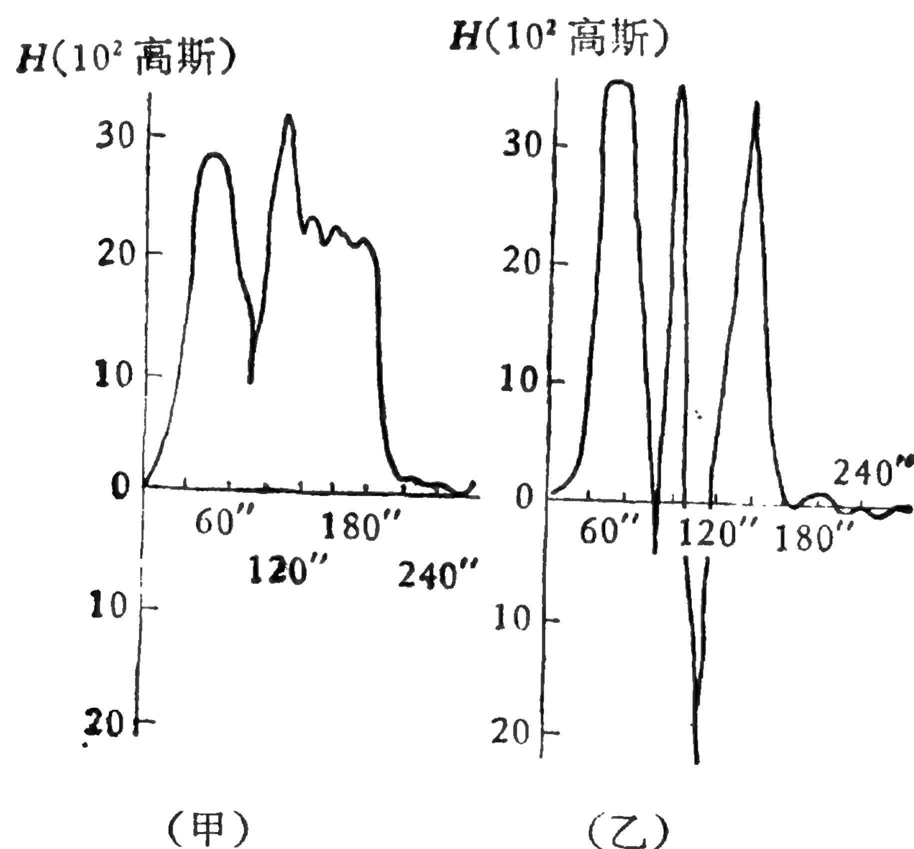


图 4.6　单极黑子磁场的精细结构

（四）横向磁场的观测也进一步显示出黑子磁场具有精细结构．在一些通常认作单极的黑子和黑子群中，有时会出

现纯粹的横向磁场．图 4.7 也给出一个实例．（图中 $N25$ 代表 2500 高斯的 N 极磁场，$S27$ 代表 2700 高斯的 S 极磁场，其余类推．a 是纯粹横向磁场所在地．）此外，有时候，在一个小区域内，可以同时存在着方位角不同的几种横向磁场．

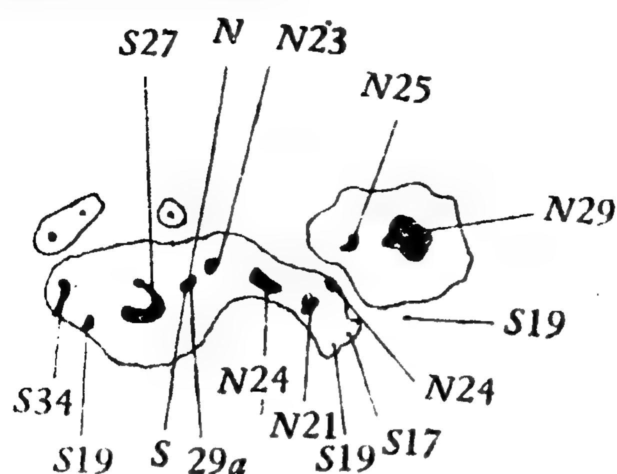


图 4.7　1961 年 9 月 3 日黑子群中的横向磁场

（五）在磁象仪描记图上，等高斯曲线揭示出这样一个惊人的现象：在黑子本影中有纵向磁场为零的区域．在图 4.8 中，细线代表等高斯曲线，两条粗线分别表示黑子本影和半影的边缘，其中虚线所围就是 $H_{\parallel}=0$ 的区域．

（六）近年来，高分辨率的高空白光照片显示出黑子半影有许多条纹，而在本影中又有一些特别暗黑的区域．这些在亮度上表现出来的精细结构，很可能在磁场上也会有某些相应的反映．近年来，通过实际测量，证明这种反映是确实存在的（见［20］）．不过，有的人[22]测量结果是半影中的较亮条纹

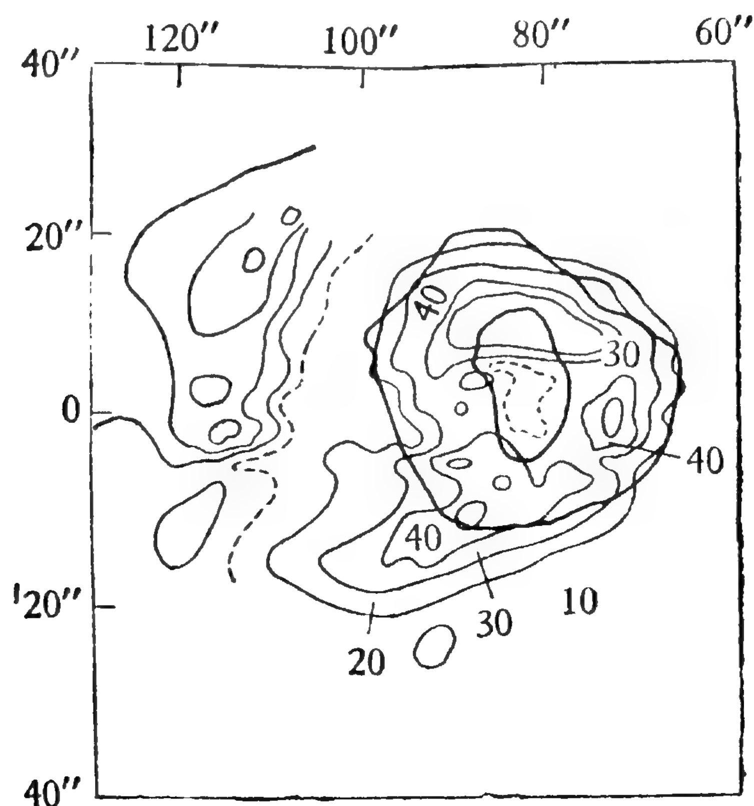


图 4.8　1958 年 7 月 18 日大黑子的磁场结构

同磁场较强的区域相对应，而另一些人[12,23]的结果却恰好相反．

上述观测发现告诉我们，黑子磁场有着极其复杂的精细结构．由此可以预料，黑尔等人建立的经典模型（单极黑子只有一个磁极，本影中心磁场最强，等等）也许需要作较大的修改．

在太阳表面，除黑子而外，还存在着一些强磁场区域（强度可达几百乃至上千高斯），它们可以看成是潜在的黑子．邦巴[9]发现，在一个单极黑子附近有时会有极性相反的区域出现，他把它们称为看不见的"卫星黑子"[1)]．霍华德（Howard）[24]进一步认为，几乎每一个黑子附近（距离约为 20″—30″）都存在着极性相反或极性相同的磁场较强的区域（强度从几百到一、两千高斯）．

有一些观测（例如见［5,26］）还表明，在活动区内存在着很小的强磁场区域，即所谓磁点．它们的直径约为 1100 公里，磁场强度 ≤ 1400 高斯，存在时间不到 30 分钟．有人认为，这些是因物质运动而从黑子磁场分裂出来的小碎块．我们在第十一章 § 2 将要谈到，黑子磁场的自然衰减时间非常长；因此，黑子磁场消亡的主要途径是黑子因物质运动而逐渐分崩离析，最后磁场被化整为零而消失．

最后我们还要指出，黑子磁场不仅在空间上有精细结构，在时间上也呈现出快速变化．尽管就整体来说黑子磁场是比较稳定的，但有时它们也会发生某些突变．例如，在文献［27］中就报道过这样一个事例，一个黑子的磁场强度在 4.5 小时内从 2900 高斯快速下降到 2100 高斯，以后又保持稳定．在磁场变化前后所拍摄的两张照片还表明，该黑子的结构发生了

1）在下一节有关于这个现象的解释．

较大的变化．贝克尔斯等[28]在描记 Ca II K 的谱线轮廓中，又发现过本影的亮度有时会突然增加，即出现所谓"本影闪耀"，闪耀的时间约一分钟．这时磁场强度变化的速率大约是每秒 12 ± 3 高斯，磁场变化的总量可达 700 高斯，即达到黑子磁场强度的三分之一左右． 此外，还有人[29]发现过本影的磁场强度有忽大忽小的变化，表现为比较规则的振动现象，振动周期为 56，90 和 150 秒． 不过，以上都是个别观测者的零星发现，今后尚需进行大量的、系统的观测，才能够得到可靠的结果．

§4 黑子磁场的模型

以上三节比较全面地描述了单极黑子的磁场，在这个基础上，我们可以来讨论黑子磁场的模型．从上面(尤其是 §3)的介绍中，读者已经看到了问题的复杂性，因此我们不能指望目前会有一种能够圆满地解释黑子磁场的各种特征的精确的模型． 但是，各种粗略的近似模型在解释黑子磁场的特征上还是有一定作用的．

（一）黑尔和尼科尔森在文献[8]中用下列公式来表示单极黑子磁力线的分布：

$$\gamma = 0.75 \frac{\pi}{2} \frac{r}{b}. \tag{4.12}$$

上式表明，在日面中心区的黑子，当 $r = 0$ 时，$\gamma = 0$，亦即黑子中心的磁力线与黑子轴线的方向重合；随着 r 增大，γ 也变大，亦即离黑子中心愈远，磁力线与黑子轴线的交角 γ 愈大．这样的磁力线分布称为扇形模型． 考林[30]指出，这与线圈一端的磁力线分布相似(见图 4.9)．

（二）特鲁纳[7]用巴俾涅补偿器进行测量，结果也表明黑子磁力线呈扇形分布．不过，与黑尔等人不同，他认为黑子磁

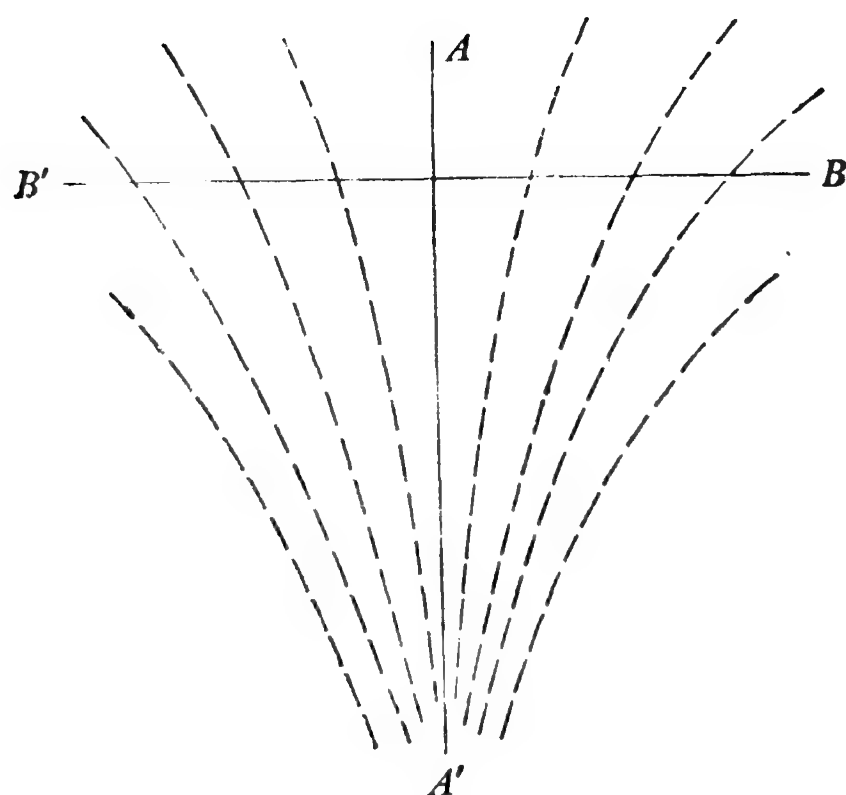


图 4.9 黑子磁场的扇形模型

力线大部分都集中在黑子轴线附近．具体说来，在黑子轴线周围的单位立体角内，按照特鲁纳的结果，包含了黑子全部磁通量的 40%，而按照黑尔等人的公式（4.12），仅包含 20%．

（三）邦巴[9]利用黑子磁场的扇形模型，成功地解释了以下两项观测结果．

（1）用磁象仪描出的黑子区域磁场分布图显示出，几乎每个黑子都有两个相反的磁极，其中一个是基本的磁极，在黑子区域内，强度较大；第二个磁极在基本磁极周围环绕着，极性相反，强度较小．值得注意的是，当黑子与日面中心距离甚远时，第二磁极主要集中在与日面中心相反的一侧．此外，当黑子在日面中心区时，第二磁极很弱；但随着黑子与日面中心距离的增大，第二磁极迅速变强．当黑子与日面中心的角距 $\alpha = 50^\circ$ 时，第二磁极的强度可达到第一磁极的 1/3 左右．

这些现象不难用扇形模型加以解释．在图 4.10（与图 4.2 相似）中，虚线、实线和箭头分别代表黑子的轴线、磁力线和视线方向．一般说来，磁象仪等仪器所记录的都是磁场强度在视线方向上的分量（$H_{\parallel}$）．当视线与磁力线正交时，$H_{\parallel} = 0$，

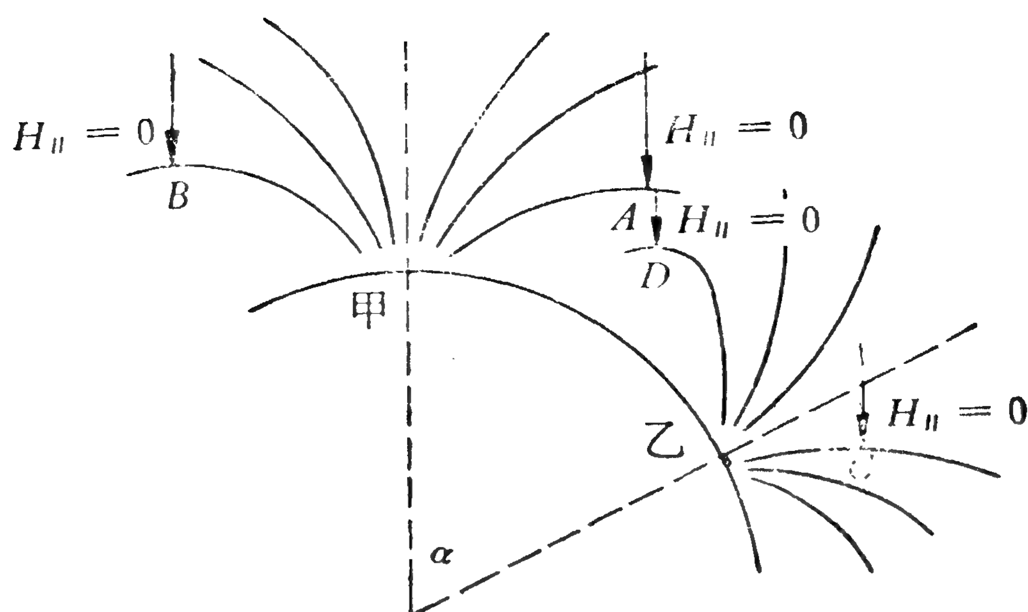


图 4.10　黑子附近第二磁极及其变化的解释

这就是两个磁极的分界线．当视线与磁力线的交角由锐角变为钝角时，视向磁场反号，这时就出现第二磁极．图4.10告诉我们，当黑子位于日面中心区时（位置甲），两个磁极的分界线出现在距黑子中心比较远的地方（A，B），那里的磁力线比较稀疏，因而第二磁极比较弱．当黑子靠近日面边缘时（位置乙），在与日面中心相反的一侧，$H_{||}=0$ 出现在离黑子中心很近的C处，那里的磁力线很密集，因而第二磁极很强；可是在日面中心的同一侧，$H_{||}=0$ 出现的地方（D）磁力线很稀疏，因而第二磁极很弱，不易为我们观测到．

（2）在黑子区域内外，谱斑的 Ca II H，K 线的形态显示出一系列不同的特点，其中之一是在黑子区域内K线[1)]的中心

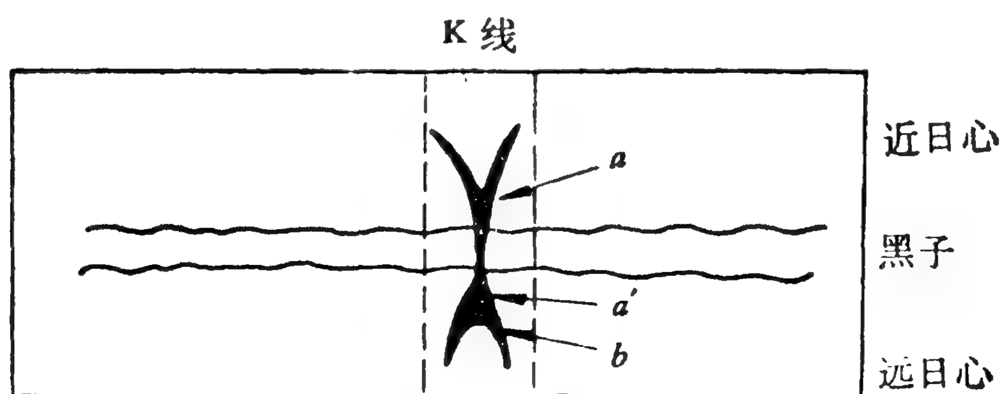


图 4.11　黑子K线的中心凹陷

1）H 线的情况相同．

凹陷部分 (K_3) 消失. 当黑子位于日面中心区时,黑子两边的线心凹陷情况相似; 可是, 当黑子远离日面中心区时,在黑子的近日心一侧,K_3一直伸展到很接近黑子中心的 a 点才消失,而在黑子的远日心一侧, K_3 不在 a' 出现, 而是在离黑子中心区很远的 b 点才出现(见图 4.11).

邦巴认为, 上述现象也可以用黑子磁场的扇形模型来解释. 在图 4.12 中,黑子上面的扇形色球区域 $ABB'A'$ 为磁力线所贯穿, 这个区域的性质与正常色球是不同的. 如果黑子不在日面中心区, 视线就倾斜于黑子轴线, 在近日心的一侧, 视线在 a 附近很快地由正常色球区过渡到磁场区, 因此图 4.11 中相应的 a 点应在黑子附近; 而在远日心的一侧, 视线要从 a' 点移到 b 点才能完全进入正常色球,因此在图 4.11 中 K_3 应在 b 点出现.

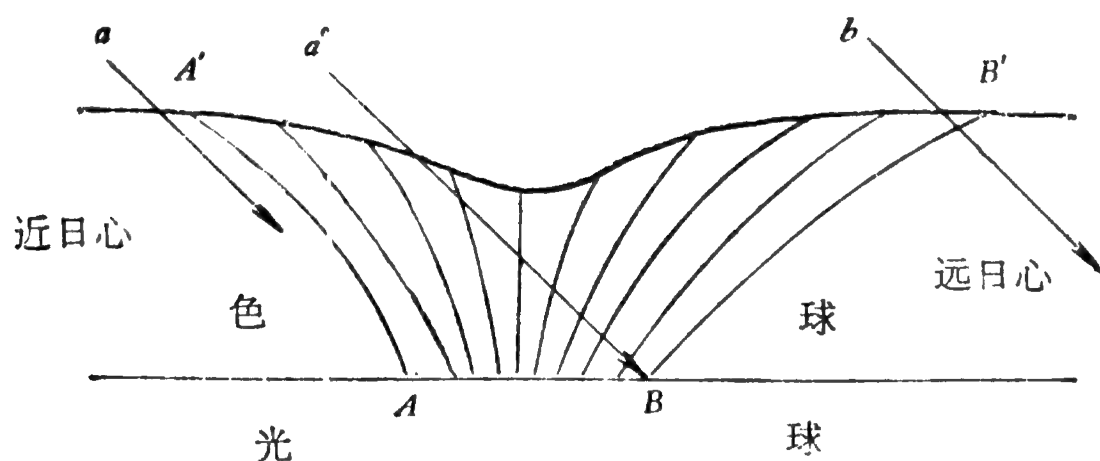


图 4.12　K线中心凹陷与黑子在日面位置的关系

顺便指出, 邦巴认为黑子磁力线在空间的分布不是均匀的,它们往往汇聚成磁力线簇. 一个直接的证据,是当黑子在日面中心区时, 环绕主要磁极的第二磁极并非联结成一个完整的圆圈,而是断断续续地分散在个别区域.

(四) 在黑子本影中有一些特别暗黑的小区域,直径约几弧秒, 这称为"小孔". 布雷 (Bray) 和拉黑德 (Loughhead)[31] 认为,小孔是磁力线特别强的地方. 他们还主张,从小孔发出的磁力线并不完全落向其他黑子或附近光球区域, 而是有一

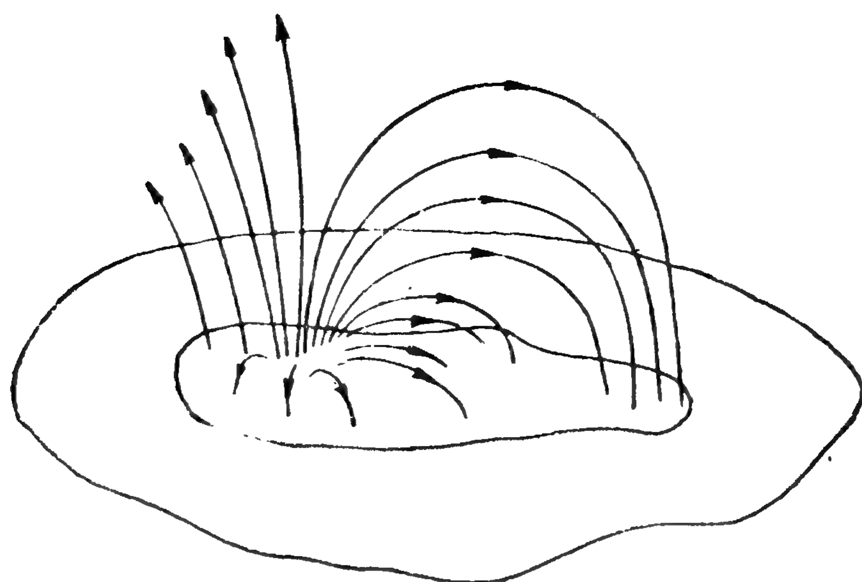


图 4.13 布雷和拉黑德的黑子磁场模型

部分回到小孔所在的本影的其他部分．这些部分的面积比小孔大，因而它们的磁场比小孔弱．此外，在同一个本影中应当有两种极性的磁极，一些属于小孔，另一些分散到本影的其他区域．这个模型还能解释为什么本影中会出现纯粹的横向磁场．这是因为，磁力线在本影范围内迴转，因而必然会有磁力线与视线正交、即有 $H_{||}=0$ 的地方．

§5 黑子磁场与物质的运动

伟大的革命导师恩格斯指出：**“运动是物质的存在方式”**．太阳黑子内的物质也是一刻不停地在运动着．既然磁场是黑子的主要特征，处于强磁场笼罩中的黑子物质的运动必然要受到磁场的影响．黑子磁场与黑子内部运动的关系，一直受到许多研究者的重视．

早在 1909 年，埃弗谢德[32]就借助光谱方法由谱线位移发现黑子半影内物质的运动主要是沿着黑子半径的方向，黑子物质平行于太阳表面向外流动，速度约为 2 公里/秒．但是，在 H，K 线出现中心凹陷部分(即 H_3，K_3) 的地方，物质是向内流动的．这种现象称为埃弗谢德效应．

几年之后，圣 · 约翰 (St. John)[33] 对 506 条谱线 (包括

H, K 这样的主要在色球内形成的谱线)作过仔细的测量. 他发现,半影内测得的运动状态与谱线的强度有关. 对于弱线,测得的流动是由黑子内部向外;对于罗兰强度在 20 左右的谱线, 基本上测不出运动; 而对于强线, 测出的是向内的流动. 这些情况示于图 4.14. 此外,他还发现,对于强度相同的各谱线,谱线位移与波长成正比. 这就表明,埃弗谢德运动可以用多普勒效应加以解释.

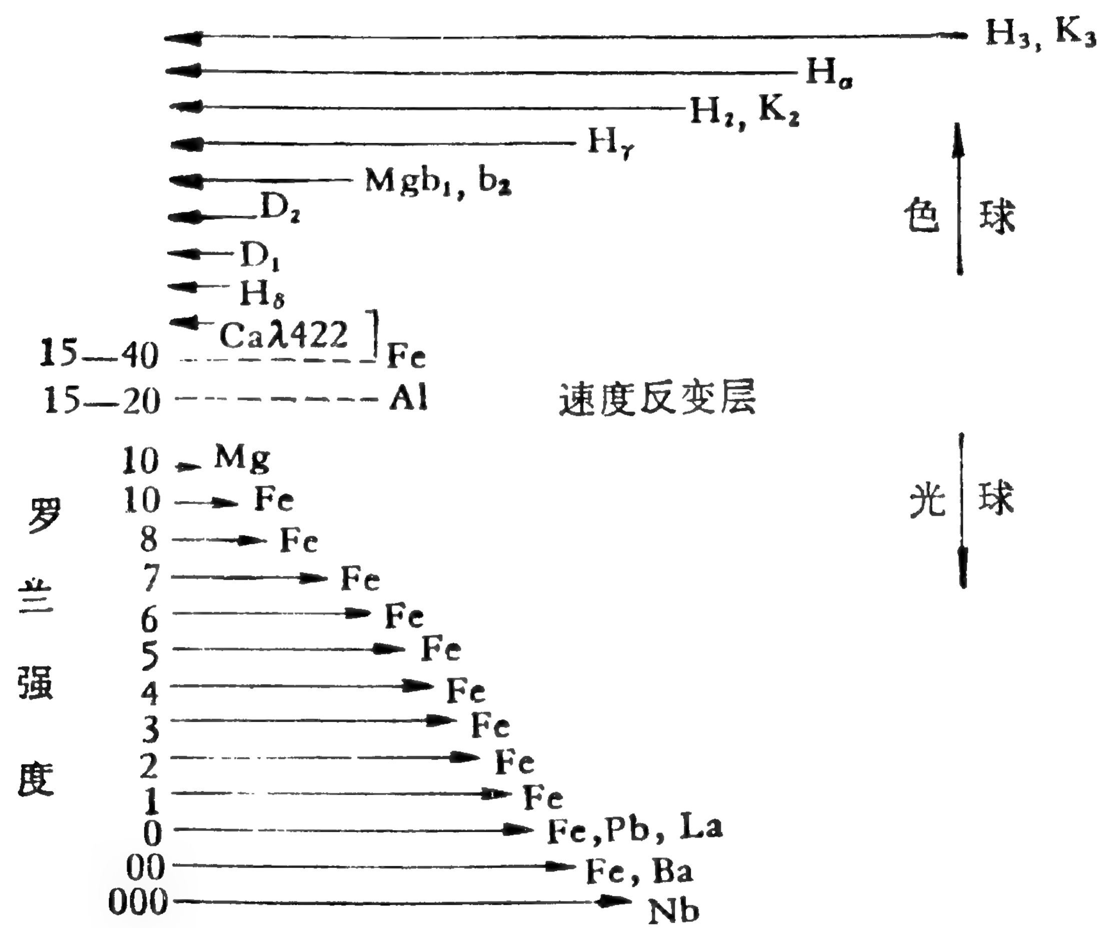


图 4.14 黑子的埃弗谢德运动速度与谱线速度的关系

继他们之后,许多人(例如见[34, 35])对黑子内部的物质运动作了大量的研究. 这些工作基本上证实了埃弗谢德的结论, 即在黑子底层物质由黑子内部向外流动; 而在黑子上层,物质由外界流向黑子里面. 可是, 在另一方面, 这中间也有不少的分歧. 关于这些情况,读者可以查阅有关文献(例如[31]的 § 4.4.2). 这里我们要强调指出的是,埃弗谢德效应与黑子磁场有关. 利用磁象仪可以同时描出黑子区域的磁场和速度场分布图. 根据这些资料,邦巴[36]发现,对于单极黑子,物

质沿磁力线流动，从本影以扇形流向半影．在光球和色球交界处，流动速度接近于零．在这下面，运动方向与日面大致平行；而在较深的气层，运动方向倾斜向下．此外，他还发现，在高分辨率的光谱底片上，谱线并不是作整体位移，而是出现一个小的位移分枝，他称之为“旗”(见图 4.15)．这个现象表明，埃弗谢德运动并不是全部半影物质都一起向外流，而是其中一部分物质沿着半影纤维流动．

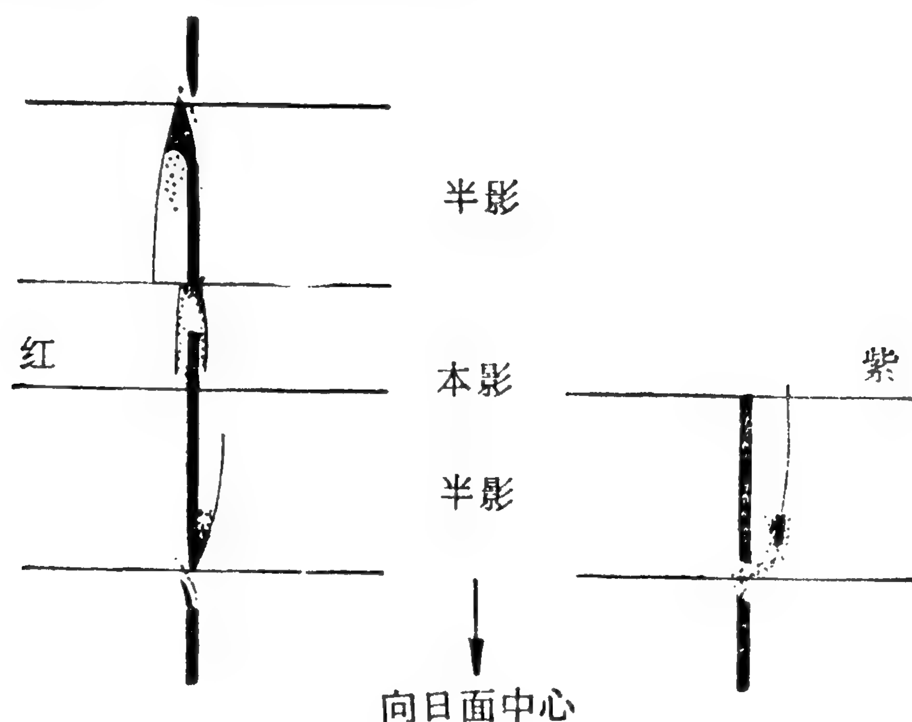


图 4.15 黑子谱线的“旗”

由于埃弗谢德效应包含着一些非常复杂的现象，直到现在，人们还难以对它作出完整的解释．此外，关于埃弗谢德运动的成因，目前的了解也很不够．不过，粗略说来，我们可以认为黑子的磁场是“冻结”在等离子体里面的，因而物质是沿磁力线运动．这种运动可以看成是一种稳定的片流，它是在磁力、重力、压力梯度等因素的共同作用下形成的．在[37]中、有关于这方面的比较详细的讨论．

§6 黑子群的磁场

本章以上几节主要讨论了单极黑子的磁场，在这一节里，我们打算进一步介绍黑子群的磁场．不用说，黑子群的磁场

比单极黑子的磁场要复杂得多，由于已有的研究很不充分，下面我们只打算谈谈黑子群的磁性分类和黑子群内磁力线的分布这两个问题.

（一）黑子群的磁性分类.

一般说来，黑子群存在的时间为几天至几十天. 在这期间，黑子群的形态和结构一直在不断变化. 一般所采用的楚立奇（Zürich）[1] 黑子群分类法（例如见[31]§6.2.2），就是按照黑子群的形态来分类的. 黑子群的磁性分类法是威尔逊山天文台根据对黑子磁场长期观测的结果制订出来的. 大家知道，耀斑的出没对电讯、地磁、极光、星际航行等有重大的影响，而耀斑等活动现象就与黑子群的磁场密切相关，所以，黑子群的磁性分类有较大的实用价值. 不少工作者（例如见[38]）根据大量的观测资料对各种类型的黑子群产生耀斑的概率作过统计. 大致说来，黑子群的磁场愈复杂，耀斑出现的概率愈高.

按磁性来说，黑子群可分为单极（α）、双极（β）和复杂（又称多极）（γ）三大类；再考虑进其他一些特征，还可以分得更细一些. 读者从图 4.16 可以看出磁性分类的大致情况.

（1）单极黑子群，这包含一个或多个极性相同的黑子. 但是，单极黑子旁边偶尔也会出现一个或少数几个极性相反的小黑子，这样的黑子群仍然被看作是单极的.

在本章§3曾谈到过，在高分辨率观测下，单极黑子也往往表现出是双极的或多极的. 此外，由于磁力线必须是连续的（即 $\operatorname{div}\boldsymbol{H}=0$），所以从一个黑子发出的磁力线一定会在其他黑子或黑子以外的区域再回到日面上来. 由此可以明白，单极黑子群只不过是一个粗略的概念，严格说来并不存

1）这是瑞士一个天文台的名称.

双极黑子群	β	
	βp	
	βf	
	$\beta\gamma$	
单极黑子群	α	
	αp	
	αf	
复杂黑子群	γ	

西　　　　东

图 4.16　黑子群的磁性分类

在.

根据单极黑子群附近钙谱斑的形态，还可以把它们细分为 α（钙谱斑在黑子群前后[1]的分布大致对称），αp[2]（谱斑大部分面积在黑子群后面）和 αf[2]（谱斑大部分面积在黑子群前面）

1）“前”和“后”都按太阳自转的方向确定.

2）p 和 f 分别为英语“前导”和“后随”两个词的第一个字母.

三个次型．这样的分类是有物理意义的，因为观测表明，谱斑基本上是双极的[24]，因而我们可以认为单极黑子发出的磁力线能回到谱斑区．正是在这个意义上，黑尔认为谱斑中有“隐蔽的黑子”．

（2）双极黑子群，这是含有两个相反极性的黑子群．这一群又被细分为 β（两种极性的黑子差不多大小）、βp（前导黑子是一群中最大的黑子）和 βf（后随黑子最大）等次型．

（3）多极黑子群，这是极性不同的黑子交错在一起，没有明显的双极形态的黑子群．

长期观测结果表明，黑子群大多数都是双极的．具体说来，按文献[8]的统计，单极、双极和复杂黑子群各占黑子群总数的 46%、53% 和 1%．包括细分类型的各类黑子群的百分比见表 4.1．

表 4.1　黑子群各磁性类型的分配数（%）

类　　型	α	αp	αf	β	βp	βf	$\beta\gamma$	γ
分配数（%）	15	28	3	11	29	10	3	1

一般说来，一个半影之内如果有几个本影存在，它们的极性往往是相同的．但是，在极少数情况下，同一个半影之内也会出现极性不同的多个本影．图 4.16 所示的 $\beta\gamma$ 型黑子群就有这种情况，也有人把这样的黑子群称为 δ 型．

（二）黑子群内磁力线的分布．

在一个含有若干磁极的黑子群中，磁力线的分布是一个很复杂的问题．已有的研究结果尚不足以形成一个完整的概念，下面主要介绍的只是关于双极黑子群的一些零星资料．

磁场是黑子群最主要的特征．大量的观测资料表明，在黑子群出现以前，已经就有磁性不同的区域存在了，而在黑子

群消亡之后磁场还会继续存在一段时间．大致说来，形成黑子群的磁场一般都是双极的，巴布科克父子[39]的测量证明，两个极性区域的磁通量基本上相等．邦巴[40]通过分析克里米亚台的磁图，进一步发现了从一个黑子发出的磁力线大部分都集中在联结各个黑子的比较窄狭的"管"里，只有少量的磁力线分散在黑子外面的广大空间．邦巴的发现和本章§4谈到的磁力线簇是同一概念，这种管或簇可以伸达 10^4 公里的高度．此外，有可能，环形日珥同黑子磁力线管的位置是相吻合的．

应当指出，在一个黑子群中，磁场的分布情况与该黑子群的光学形状不一定彼此相符．局部的强磁场区域（称为"磁山"）并不总出现在黑子的位置上，有时候，在强达几百高斯的"磁山"附近竟没有黑子存在．磁象仪的描记图还表明，不同极性的磁场可以盘根错节地互相交织在一起，从而形成很复杂的分布图形．对于这样的黑子群，它们的磁力线的分布是很不容易弄清楚的．但是，对于双极黑子群，情况就简单得多．谢维尔内[41]根据对大量磁图的分析提出，双极黑子群磁力线的分布形状十分规则，这和磁铁棒上面搁置的一块玻璃板上的铁屑的分布图形极其相似．

§7　磁场对黑子光谱的影响

强达几千高斯的磁场有可能对黑子光谱产生某些影响，对此，天文工作者早就考虑到了．早在三十年代，滕·布吕根卡特（ten Bruggencate）和冯·克吕贝尔[42]就已揣测到，磁场应能使黑子光谱中的吸收线变宽，造成所谓的"假多普勒宽度"，并且会使黑子的生长曲线变形．他们的推理过程如下．一条黑子生长曲线可以分为三段来考虑（图 4.17）．第一，线性段（AB），代表弱线，它们的等值宽度W同吸收原子数N成

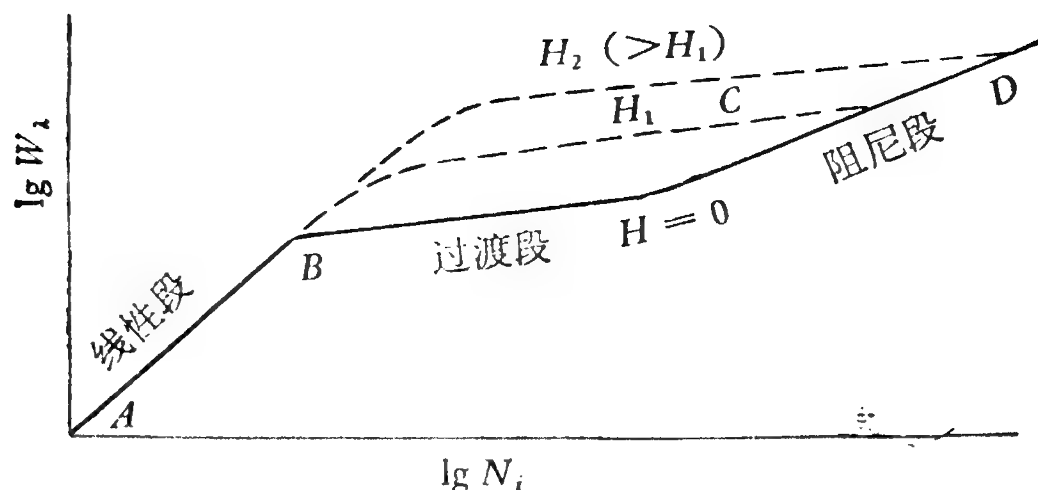


图4.17　磁场对黑子生长曲线的影响(示意图)

正比．磁场的影响是造成若干条塞曼支线，而对吸收原子数没有影响，因此等值宽度不变．第二，很强的谱线位于阻尼段（CD），它们的W值主要由线翼决定．考虑到甚至几千高斯的强磁场所产生的塞曼效应也很难使线翼变形，因而磁场对这一段的影响也不大．第三，主要的影响是在过渡段（BC）．在这一段，W随N的增长十分缓慢．形成每条塞曼支线的原子数显然比总数要少，但是既然W随N的变化很小，一条塞曼支线的W应当和无磁场时谱线的W值相近．这就一来，在磁场作用下，若干条塞曼支线合成的谱线的W就比无磁场时的数值有明显的增加，于是生长曲线的过渡段会上升．磁场愈强，上升愈厉害．

进一步，磁场究竟怎样影响谱线的等值宽度？关于这个问题，黑尔和西尔斯[13]作过一些理论探讨．不过，他们的工作有一些重大的缺陷：第一，他们把正塞曼效应的理论强加于逆塞曼效应；第二，他们的理论只适用于$\gamma = 0°$和$90°$的特殊情况，而没有考虑γ为任意角的普遍情况．此外，一般说来，磁场并不能使各条塞曼支线完全分裂开，它们会叠加在一起，这也使问题更加复杂．为了深入解决这些问题，海野和斯捷潘诺夫在他们各自的磁场内谱线的形成理论中都进行了专门的研究．他们都认为，确实存在着谱线的磁性增强，然而也

有所不同．海野和三郎[18]求得的增强的比值（$\Delta W/W$）不超过 10%．作为对比，滕·布吕根卡特和冯·克吕贝尔却认为可达 80%．斯捷潘诺夫[43]得到的结果在二者之间，此外，他还进一步指出，磁性增强与 γ 角有关．（见图 4.18．图中就线心强度 $r_0 = 0.16$的谱线和 $r_0 = 0.48$ 的 Fe I λ6173 给出了 $\Delta W/W$ 在 $\gamma = 20°$ 和 75° 时随磁场强度的变化．）

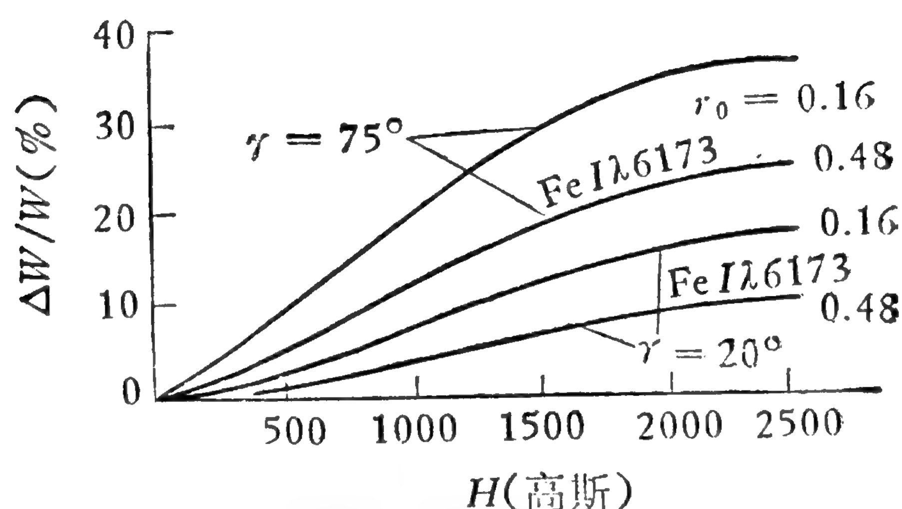


图 4.18　谱线的磁性增强与 γ 角的关系

显然，磁性增强还与谱线本身的性质有关；一些谱线对磁场不敏感，另一些却很敏感，朗德因子就是磁场敏感度一个标志．还应指出，磁场不仅影响谱线的等值宽度，还必然会改变它们的轮廓．

斯捷潘诺夫后来[44]把他的理论从正常塞曼效应推广到反常塞曼效应，得到了与上面类似的、但却更具有普遍性的结果．此外，他和另两个工作者[45]把这套经扩充后的理论应用于恒星光谱的研究，发现磁场还可使一系列谱线增强．他的结果对于恒星（主要是 Ap 型磁星）化学成分的分析有一定的作用．

参　考　文　献

[1]　Hale G. E., 1913, *Ap. J.*, 38, 24.

[2]　Ringnes T. S., Janssen E., 1960, *Astrophys. Norvegica*, 7, 99.

[3]　Nicholson S. B., 1933, *P.A.S.P.*, 45, 51.

[4] Houtgast T., van Sluiters A., 1948, *Bull. Astr. Inst. Nether Lands*, **10**, 325.
[5] Mattig W., 1953, *Z. Astrophys.*, **31**, 273.
[6] Cowling T. G., 1946, *M.N.R.A.S.*, **106**, 218.
[7] Treanor P. J., 1960, *M.N.R.A.S.*, **120**, 412.
[8] Hale G. E., Nicholson S. B., 1938, *Publ. Carnegie Inst.*, No. 498.
[9] Бумба В., 1960, *Изв Кр АО*, **23**, 212.
[10] Broxon J. W., 1942, *Phys. Rev.*, **62**, 508.
[11] Alfvén H., 1950, Cosmical Electrodynamics.
[12] Beckers J. M., Schröter E. H., 1969, *Sol. Phys.*, **10**, 384.
[13] Seares F. H., 1913, *Ap. J.*, **38**, 99.
[14] Hale G. E. et al., 1919, *Ap. J.*, **59**, 153.
[15] Nishi K., 1962, *P.A.S.J.*[1], **14**, 315.
[16] Nishi K., Makita M., 1973, *P.A.S.J.*, **25**, 51.
[17] Unno W., 1956, *P.A.S.J.*, **8**, 108.
[18] Henoux J., 1963, *Ann. Astrophys.*, **26**, 159.
[19] Adam M., 1963, *M.N.R.A.S.*, **126**, 135.
[20] Schröter E. H., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. by R. Howard, p. 167.
[21] Степенко П. В., 1967, *Изв Кр АО*, **37**, 21.
[22] Mattig W., Mehltretter J. P., 1967, 见 Structure and Development of Solar Active Regions, ed. by K. O. Kiepenheuer, p. 215
[23] Мамедазимов М. М., 1969, *Сол. Дан.*, № 7, 94.
[24] Howard R., 1959, *Ap. J.*, **130**, 193.
[25] Beckers J. M., Schröter E. H., 1968, *Sol. Phys.*, **4**, 142.
[26] Grigorjev V. M., 1969, *Sol. Phys.*, **6**, 67.
[27] Вяльшин Г. Ф., 1961, *Сол. Дан.*, № 10, 78.
[28] Beckers J. M., Tallant P. E., 1969, *Sol. Phys.*, **7**, 351.
[29] Могилевский Е. И. и др., 1972, *Астр. Цир.*, № 669, 1
[30] Cowling T. G., 1946, *M.N.R.A.S.*, **106**, 218.
[31] Bray R. J., Loughhead R. E., 1964, Sunspots, p. 219.
[32] Evershed J., 1909, *Kodaikanal Obs. Bull.*, **2**, 63; 1910, *M.N.R.A.S.*, **70**, 217.
[33] St. John C. E., 1913, *Ap. J.*, **37**, 322.
[34] Abetti G., 1932, *Publ. R. Osser. Arceti*, **50**, 47.
[35] Kinman T. D., 1952, *M.N.R.A.S.*, **112**, 425; 1953, *M.N.R.A.S.*, **113**, 613.

---

1) = *Publications of the Astronomical Society of Japan.*

[36] Бумба В., 1960, *Изв Кр АО*. **23**, 277, 253.
[37] Chitre S. M., 1968, *Sol. Phys.*, **4**, 168.
[38] Künzel H., 1960, *Astr. Nach.*, **285**, 271.
[39] Babcock H. D., Babcock H. W., 1955, *Ap. J.*, **121**, 349.
[40] Bumba V., 1963, *B.A.C.*, **12**, 82.
[41] Severny A. B., 1964, *Sp. Sci. Rev.*, **3**, 451.
[42] ten Bruggeneate P., von Klüber H., 1939, *Z. Astrophys.*, **18**, 284.
[43] Степанов В. Е., 1958, *Изв Кр АО*, **18**, 136; **19**, 20.
[44] Степанов В. Е., 1960, *Изв Кр АО*, **24**, 293.
[45] Боярчук А. А. и др., 1960, *Изв Кр АО*, **24**, 52.

第五章 日面局部磁场

在上一章里，我们介绍了太阳表面最强烈的磁场——黑子磁场．实际上，有磁性的区域远不止是黑子，日面上各部分以及整个太阳大气，到处都有磁力线纵横弥漫，呈现出许多复杂微妙的现象．从本章开始，我们打算用三章的篇幅来描述黑子以外的太阳的磁场．大致说来，本章拟从横的方向来介绍日面各部分的磁场，以活动区域为主；第六章拟从竖的方向来谈太阳大气各层次的磁场，以宁静区域为主；第七章则介绍整个太阳的磁场．当然，这样的划分是有条件的．由于太阳上各区域犬牙交错，许多现象密切相关．我们的叙述难免会有一些重复和交叉．

1 小尺度磁场

用磁象仪可以描记日面上磁场的分布图形，三十多年来，人们在这方面已积累了大量资料[1]．日面磁场的结构尽管十分复杂，但却不是杂乱无章的，而是表现出一定的规律性，而且这些规律性随磁场的作用范围而异．这样，我们就有理由按磁场作用范围的大小作出区分，便于分别处理．一个比成熟的活动区（直径约几万公里）小的磁场叫做**小尺度磁场**．而比成熟的活动区大的磁场叫做**大尺度磁场**．当然、这种区分并不是绝对的．举例来说，日面米粒的直径约为 1000 公里，超米粒的直径约为 3 万公里，较大黑子的直径约为 3—5 万公

1）威尔逊山天文台 1959 年 8 月至 1966 年 6 月的资料被汇编成文献 [1]．

里，这些都属于小尺度磁场．黑子的有关情况我们在上一章已经介绍过了，本节就只讨论黑子以外的日面上的小尺度磁场．

（一）黑子群周围的光球磁场．

高分辨率的磁图揭示出，黑子群周围的光球区域显示出复杂的磁场分布图形，图5.1就是它的一个实例．值得注意的是，这种图形与用某些谱线（例如3883埃处的CN光谱带头）描出的单色象十分相似．有人[2]发现，在CN单色象上，黑子附近往往有若干小亮点，它们以1公里/秒左右的速度背离黑子运动．有趣的是，对磁场的直接观测（例如见[3]）表明，黑子外面的小磁区也以这样的速度作类似的运动．这意味着，在黑子周围的光球区域，虽然磁场强度比黑子磁场弱了一个数量级，但磁场对物质的运动仍有一定的支配作用．

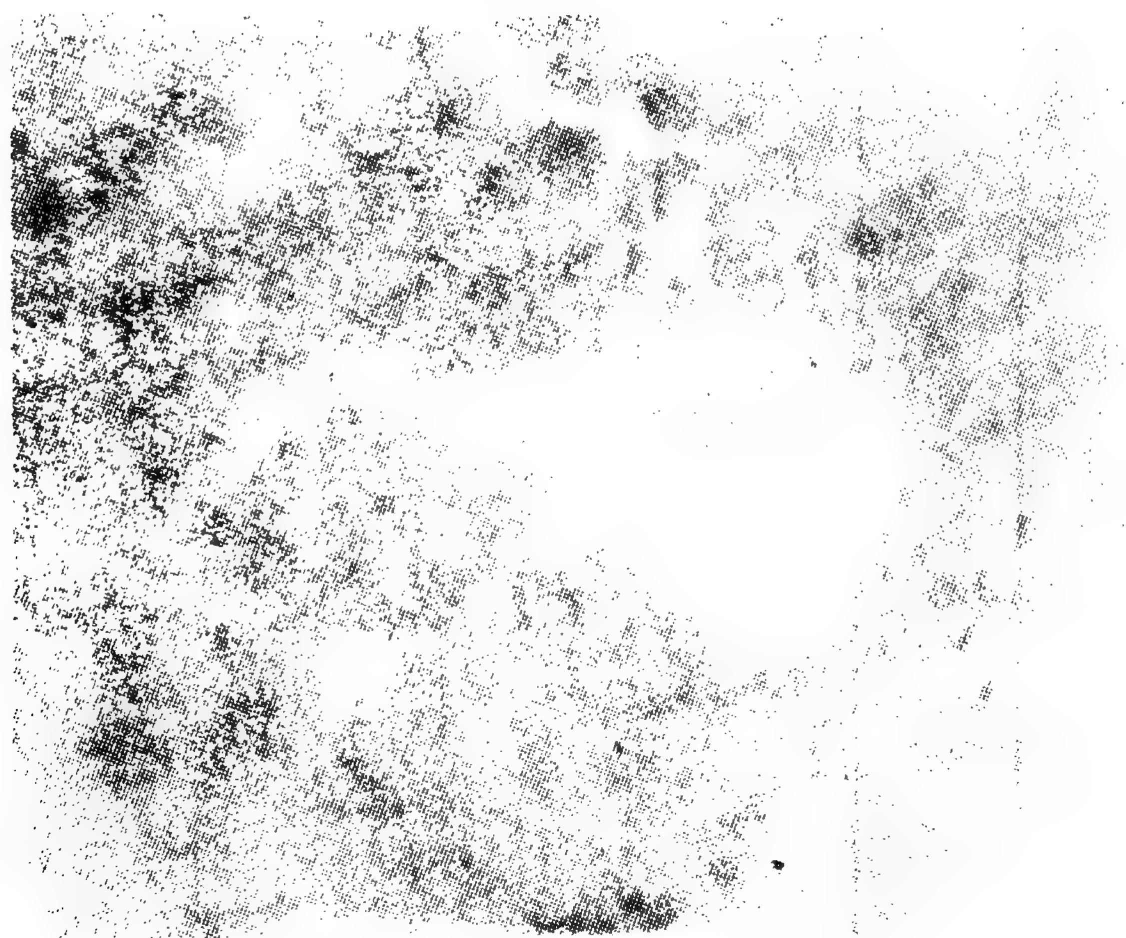


图5.1 一个大黑子附近的磁场

黑子外面的小磁区是很小的，据估计，直径仅约1000公里，即与米粒大小相近；纵向磁场强度为几百高斯．这些小磁

区向外移动的原因，很可能是由于光球的速度场使黑子磁场的零星区域向外流动. 这个过程是黑子磁场衰减的一种机制，而且很可能是主要的机制. 实际上，已经有人[4]观测到了黑子周围的速度场所显示的这种效应. 但是，情况的复杂不是总能理解的，例如，有时一个N极黑子竟会抛出S极的小磁区.

（二）活动区磁场.

在整个日面活动区到处都弥漫着磁场. 图 5.2 上面是三个活动区的黑子的白光照片，下面是相应区域的磁图. 在这些磁图上，灰色区域的纵向磁场强度（$H_{\parallel}$）为零，而与灰色相差愈大的那些区域$H_{\parallel}$愈强，黑白两种颜色则代表两种极性. 由这样的磁图可知，活动区磁场一般都具有两个极性区域，大致说来，它们分布在东西方向上，而且，磁场还具有复杂的精

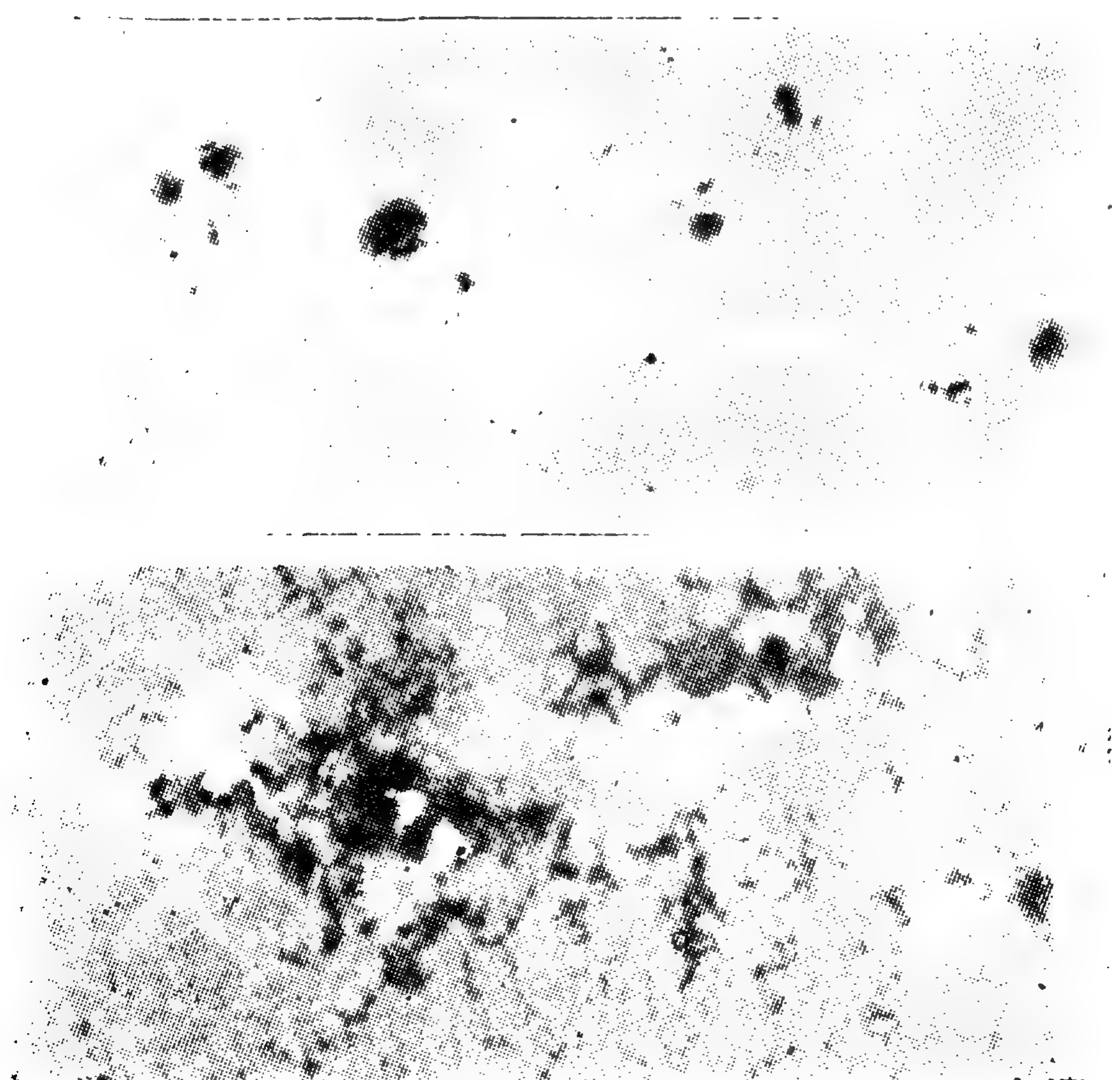


图 5.2　日面活动区磁场

细结构，由密密麻麻的磁点组成．这种磁点的直径与米粒相近，约为一千公里，它们的 $H_{\parallel}$ 在几百至一千高斯之间．多数观测（例如见 [5]）都表明，磁点位于单色象上的明亮区域，而且大部分集中在超米粒[1)]的边缘．近年来人们发现，超米粒在太阳活动区的发展中起着很重要的作用，老磁场的衰亡和新磁区的诞生，一般都发生在超米粒的边缘．关于这方面的比较全面的论述，见文献[6]．

我们还要指出的是，邦巴等人的观测（例如见 [7]）发现，日面活动区往往集中在一些孤立的经度范围内，而且这种活动经度可以存在好几个月．在这样长的时间内，活动现象（例如黑子的兴衰和耀斑的出没）虽然千变万化，但活动区磁场的结构却改变不大．因此可以认为，太阳活动区扎根在磁场里面，或者说，磁场是太阳活动的主要根源．

（三）宁静区磁场．

日面上，在远离黑子的宁静区域也存在着磁场．和活动区相似，宁静区磁场也有不均匀的结构，只是磁场强度小得多，磁点也少得多．十分有意义的是，磁点的磁通量显示出量子化的倾向，即多数磁点的磁通量取 $1F, 2F, 3F\cdots$ （$F = 2.8\times10^{18}$ 麦克斯韦[2)]）等间断值，而不作平滑的线性分布（见 [6]）．这也许是由于在米粒组织的作用下，磁场被分裂成大致相同的小碎块的缘故．

邦巴和霍华德[8] 进一步提出，在超米粒和较差自转的作用下，太阳活动区磁场正逐步分解成为背景磁场．从这个意义上说，活动区与宁静区之间并没有严格的界限，它们可以互相转化．

除了强度较高的磁点而外，日面上还有很微弱的背景磁

1）详细介绍见下节．

2）麦克斯韦（maxwell）是磁通量的单位，1 麦克斯韦 = 1 高斯 · 厘米^{2}．

场．霍华德[9]测得它的 $H_{||}$ 的方均根值为 16±9 高斯，直径为 7000 公里．也有人[10]认为，背景磁场的强度仅有 2—3 高斯．背景磁场的强度很难准确测定，因为日面等离子体不断在振荡，背景磁场强度也随之起伏不定．我们在第七章 § 4 还要详细讨论这个问题．

在太阳大气中，气体不停地在作紊乱的流动，这称为湍流．湍流可能与磁场耦合，斯坦佛罗[11]据此提出了磁湍流的概念，并认为这种流动可使具有较强的塞曼效应的谱线变宽．早在 1959 年，海野和三郎[12]就曾经预言过这种现象．

§ 2　大尺度磁场

讨论过小尺度磁场，让我们进一步再讨论日面的大尺度磁场．日面上存在着大尺度——即大范围——的磁场，这原是意料中的事．引起地磁暴的日面M区的重复出现、太阳活动区比较长时期存在、太阳磁场与行星际空间磁场的联系……，这些都使人们相信日面上有大尺度磁场存在．但是，日面大尺度磁场的结构、变化等具体情况，却是最近十余年来才逐渐弄清楚的．

（一）超米粒的磁场．

高分辨率的白光照片揭示出，日面各处布满了不可胜数的[1)]微小颗粒，它们称为米粒．这些米粒不断产生出来，也不断消失．平均说来，一颗米粒的寿命只有八分钟．密密麻麻、熙来攘往的米粒，使得光球表面看起来就象是一锅沸腾的粥．人们早已弄清，米粒是光球下面气体对流运动的产物，炽热的气体从光球下面冒出来，就成为比较明亮的米粒．除米粒外，人们近年来又发现日面上还有范围更大的超米粒．平均

1）估计整个光球表面约有四百万颗米粒．

说来，超米粒比米粒的直径大十几倍，存在时间长一百多倍．超米粒也是由对流运动产生的，只是这种对流出现在较深的气层而已．实际上，超米粒就是钙谱斑的网络组织．既然钙谱斑与日面的磁场分布几乎完全一致，人们自然就想到，超米粒也应具有一定的磁场结构．观测资料表明，日面背景磁场的磁力线主要集中在超米粒的边缘，而针状物则随磁力线一同升起，形成色球层的精细结构．由此可见，太阳大气（尤其是色球）的亮度场、速度场和磁场，都是密切相关的．在图 5.4 中，从上到下依次表示出纵向磁场强度、K 线亮度、连续光谱亮度和视向速度在一个超米粒截面内的分布图．关于更详细的情况，请见文献[13]

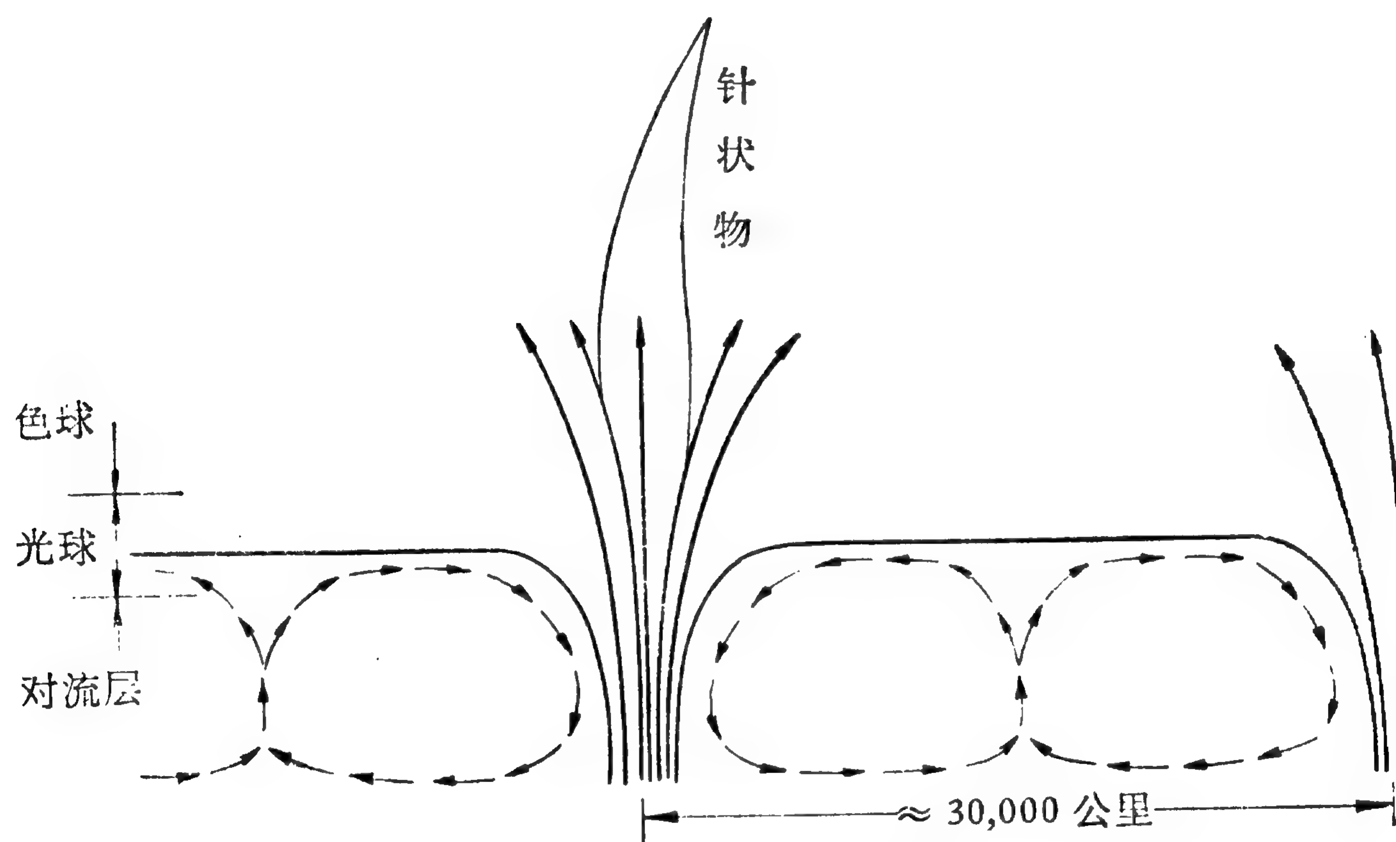


图 5.3　超米粒的磁力线分布

邦巴等[14,15]认为，太阳大气的对流运动还会形成一种大型的规则结构，即所谓“超超米粒”．它们的直径达到 30—40 万公里，呈斜方形，其长边与赤道平行，伸展范围约30°—35°；短边与赤道成一定夹角，长约 25°—30°．日面活动区往往就在它们的交叉处出现．

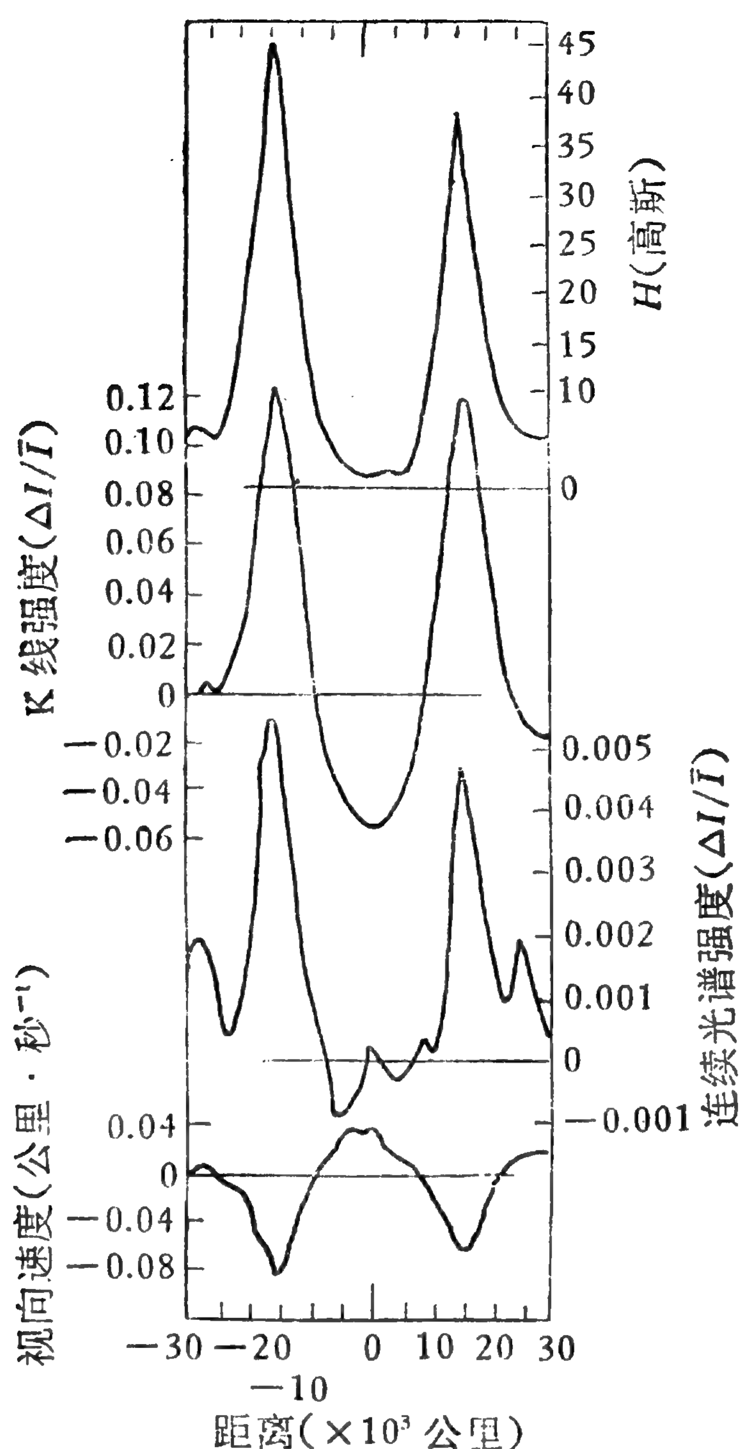


图 5.4 超米粒的磁场强度、亮度和视向速度分布

必须指出，超米粒和超超米粒同日面磁场的分布和演变有着密切的联系，它们也对 H. W. 巴布科克[16]所提出的太阳活动周理论提供了证据. 关于这方面的具体情况，将在第十一章 § 3 里讨论.

（二）背景磁场的分布.

我们在上一节里已经提到，日面上有着微弱的背景磁场. 背景磁场遍布日面各处，在太阳活动峰年，强度大于 5 高斯的背景磁场可以复盖达 75% 的太阳表面. 因此，背景磁场是一种大尺度磁场. 不久前，邦巴与霍华德[8,17]通过分析威尔逊山

图 5.5 第1417自转周(1959年8月)日面磁场的概略图

天文台长期积累的磁象仪描记图(部分资料见[1]),发现太阳背景磁场的分布呈现出明显的规律性．他们的发现对于研究太阳活动的机制有着重要意义,因而引起了广泛重视.

把用磁象仪逐日描出的太阳磁图作等面积投影，再把一个太阳自转周(约 27 天)的各图形叠合在一起,我们就得到一张日面磁场分布的概略图．图5.4是一个实例,图中实线所围画有斜线的区域是N极磁场，虚线所围的阴影区域为 S 极磁场．从磁场分布概略图可以看出,背景磁场集中在一些区域．如果按纬度分区,对 0—±20°、±20°—±40°,……各区域分别作图(这样可以减少较差自转[1]的影响),背景磁场集中的倾向就更加明显． 图 5.6 就是从第 1726 自转周开始的连续 16 个自转周中日面+20°——20°区域的背景磁场分布图．图中灰色区域代表*N*极磁场,黑色区域代表*S*极磁场．明显的是,在每一个自转周的概略图上，背景磁场都按一定的经度范围交替地呈现出*N*极和*S*极；这样的经度分区称为**磁列**．十分引人注目的是，这样的磁列可以在十个以上的自转周长期存在,因而在图5.6这样的图形中,一个磁列会重复多次出现,贯串成所谓**磁流**． 在太阳活动较强的时期，日面上往往有两个主要的磁流,而且它们的经度差不是 180°，而是 160°． 这也是一个奇怪的现象.

长时期来，天文工作者就认为太阳上的活动现象主要是集中在一些固定的经度区域，这就是所谓**活动经度**．磁列和磁流的发现，进一步证实了活动经度的存在． 事实是，黑子群、耀斑和质子耀斑,它们都主要出现在磁流附近．这一现象清楚地告诉我们，磁场的研究对于探索太阳的活动规律具有

1）指日面各部分的自转速率不同．赤道附近自转最快，约 26 天转一周；纬度愈高的区域自转愈慢，两极区域要 37 天才转动一周． 一般取 27 天作为整个太阳的自转周期.



图 5.6　太阳赤道附近的背景磁场

十分重大的意义.

（三）大尺度磁场的演变.

辩证唯物主义告诉我们，宇宙间一切事物都遵循一定的

客观规律不断地产生、发展和消亡. 以黑子群为代表的日面活动区也是这样，有着明显的形态演变过程. 由于太阳磁场的衰减期非常长，可以认为，在黑子群出现前和消失后相当长的时期内，活动区磁场都是存在的. 因此，活动区磁场的演变主要不是依靠自然衰减，而是靠物质运动使磁场逐步瓦解. 在这方面，超米粒可能起到很大的"侵蚀"作用，使活动区磁场一小块又一小块地分崩离析，逐步瓦解为背景磁场；这就象潮汐和波涛冲刷海岸，逐渐侵蚀着陆地一样. 当然，这只是事物发展的一个方面. 在另一方面，H. W. 巴布科克的理论(见[16])指出，日面磁场又不断在太阳较差自转的作用下产生出来. 正是产生和消亡这一对矛盾，促使着太阳磁场不断地发展和演化.

(四) 日面磁场的扩张.

需要强调指出，日面磁场的影响并不局限于太阳表面，由于磁力线的延伸，日面磁场可以在很大程度上向外扩张. 直接的观测表明，光球的磁场能够进入色球. 此外，势场模型的理论计算还告诉我们，日面磁场可以延伸到日冕里，磁力线的分布与日冕物质的形态相符. 这些情况，我们将在第六章再作较详细的说明. 近年来，空间探测又发现了这样一个惊人的事实：日面磁场可以延伸到行星际空间. 换句话说，行星际空间的磁场也反映了日面磁场的若干特征(详见第八章§1).

§3 耀斑与磁场的关系

耀斑是最强烈的太阳活动现象，对地球的影响也最大. 一般说来，耀斑只能存在十几分钟，最长的也不过一、两小时. 可是，在这样短促的时间内，它却发射出极为巨大的能量. (大耀斑的能量总额可达 10^{31}—10^{33} 尔格，比整个色球和日冕所蕴藏的全部能量还要多!) 除可见光外，耀斑还发射出

强烈的紫外光、X 射线、γ 射线、射电辐射、高能粒子流以及宇宙射线. 由于这些辐射,耀斑可以引起地球上的电讯中断、极光和磁暴,并会对星际航行造成致命的威胁. 正因为如此,耀斑的研究近年来受到极大的重视.

耀斑是怎样产生的? 为什么它能够聚集巨额能量并在极短时间内把这些能量突然释放出来? 对于这些问题, 已有许多天文工作者进行过研究, 并提出过许多种理论、机制和模型. 尽管这些研究的结论很不一致,迄今尚无定论,然而,多数人都认为耀斑的产生与磁场——更确切地说, 是与太阳活动区磁场——有关.

(一) 观测表明, 耀斑出现在黑子附近, 并发射出大量的带电质点, 由此, 人们便很自然地想到,耀斑可能是某种电磁机制的产物. 乔范内里 (Giovanelli)[18] 在 1947 年, 首先提出一种放电理论,认为日面局部磁场中性点[1)]附近的放电现象形成了耀斑. 由于这种理论所要求的磁场在"冻结"的情况下不会出现,而且这种机制所提供的能源($\approx 10^8$尔格/厘米^2 · 秒)也远不能满足耀斑辐射总量的需要, 因此它在五十年代初期就被驳倒了[19].

(二) 在提出放电理论后不久, 有人[20,21]提出了耀斑的中性点理论. 该理论认为在中性点附近磁场是不稳定的, 机械力量可使等离子体压缩,从而产生出耀斑.

谢维尔内[22]从观测和理论两方面进一步发展了中性点理论. 首先,他用磁象仪比较可靠地确定了磁场中性点的位置. 在图 5.7 中, 细线代表等磁强线, 粗线代表零点线, 箭头代表磁力线方向. 零点线上的每一点, 视线方向上的磁场强度分量都为零, 但该处总的磁场强度不一定等于零. 谢维尔内指

---

1) 即局部磁场(一般为纵向磁场)强度为零的地方.

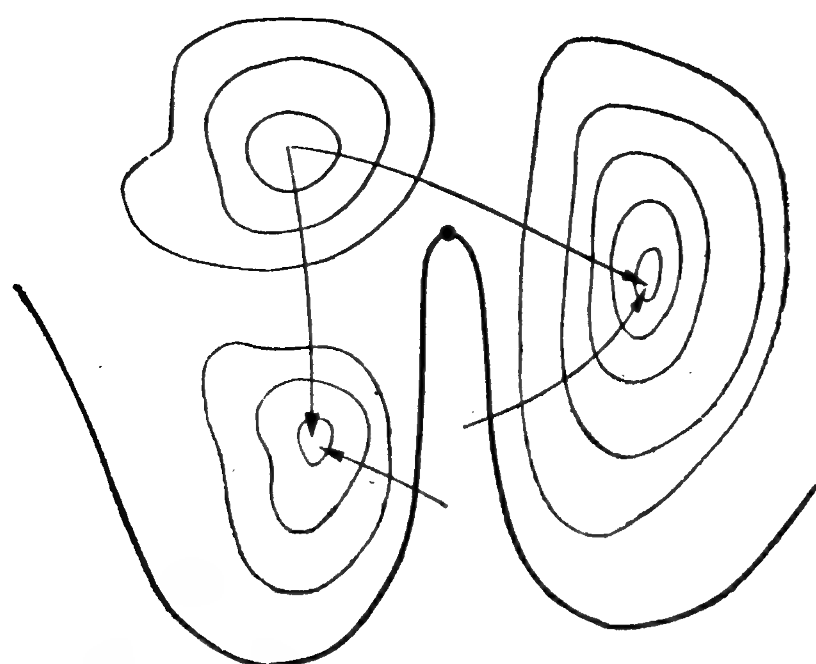


图 5.7　日面局部磁场的中性点

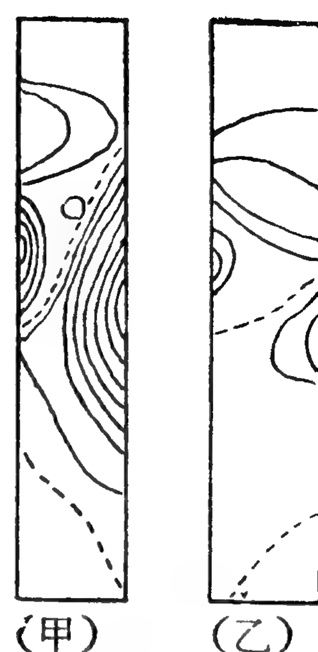


图 5.8　耀斑发生前后局部磁场的变化

出，可以把处在零点线上而又没有磁力线穿过的地方（如图 5.7 中的“·”点）肯定地当作中性点. 按照他早期的观测资料，在 61 个耀斑中有 46 个都出现在按上述方式确定的中性点附近. 其次，他还发现，在耀斑快要出现的区域存在着较大的磁场梯度，而在耀斑出现以后，梯度随即减小，磁场结构也显著简化. 图 5.8（甲）、（乙）分别为 1957 年 8 月 30 日耀斑出现前后其附近区域的磁图，这是谢维尔内发现的上述现象的一个明显的例证. 大致说来，在耀斑爆发前 $H_{\parallel}$ 的梯度约为 0.1 高斯·公里$^{-1}$，而在爆发后减小为 0.02—0.03 高斯·公里$^{-1}$.

从上述观测资料出发，谢维尔内提出了他的耀斑产生的理论. 他认为，在较大的磁场梯度所产生的机械力的作用下，等离子体被迫向中性点压缩. 倘若压缩速度超过了声波，就会出现一种冲击波（或称骇波）. 该冲击波碰撞（即所谓的引缩效应）的结果产生出高达 10^6—10^7K 的高温，这就导致某些原子发生核反应，从而发出宇宙射线、X 射线等高能辐射，即形成耀斑. 谢维尔内的耀斑形成机制表明，耀斑的爆发实际上意味着，蕴藏在太阳活动区磁场内的能量通过冲击波运动的形式被突然释放出来. 简单的计算表明，一个几百高斯的局

部磁场一旦全面解体，它所释放的磁能确实足够供给一次大耀斑的爆发，而且绰绰有余.

观测资料还表明，耀斑出现前的横向磁场的梯度（$\nabla H_\perp$）愈大，耀斑的级别也就愈高. 具体情况示于图 5.9，图中“·”和“∘”分别代表耀斑发生前后 $\nabla H_\perp$ 的数值.

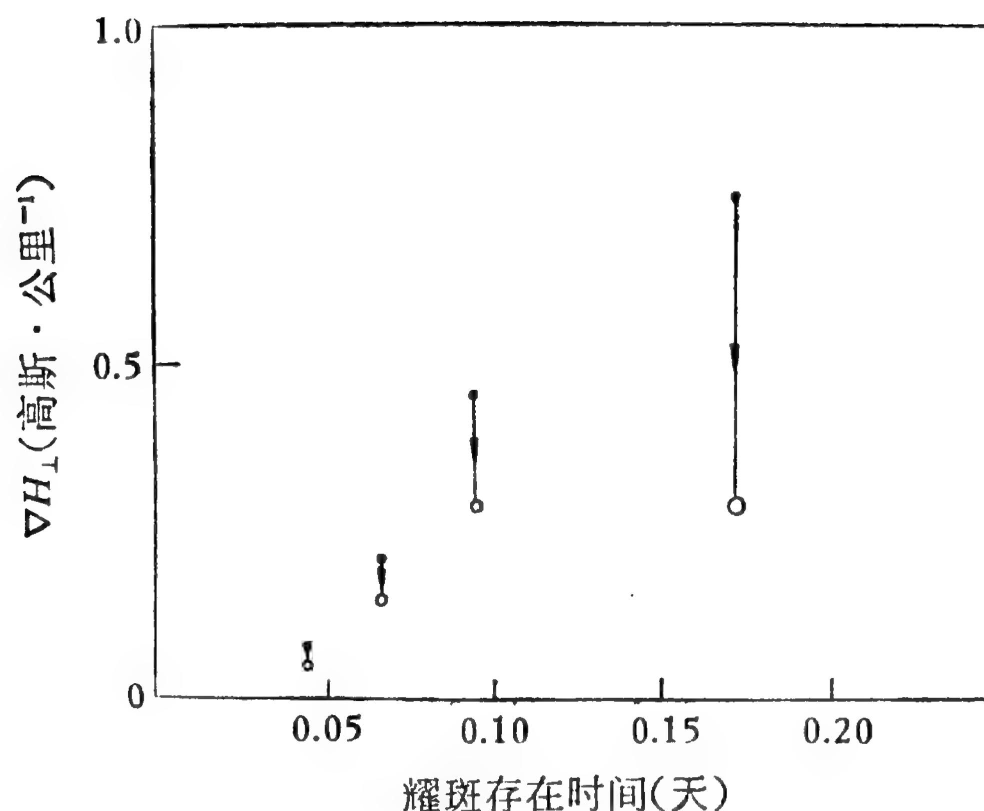


图 5.9 磁场梯度与耀斑的关系

（三）谢维尔内的工作引起了许多天文工作者的兴趣和重视，不少人随后进行过类似的观测. 这其中，比较多的结果都证实了谢维尔内的论断(例如见[23—25])，但也有人得出过相反的结果. 在后者当中，值得提到的是霍华德和 H. W 巴布科克[26]对 1959 年 7 月 16 日特大耀斑所作的观测，他们没有发现这个大耀斑出现前后局部磁场显示出任何显著的变化. 然而，谢维尔内却宣布发现了这个耀斑出现后 $H_{\parallel}$ 的明显下降(只有耀斑出现前的 1/3). 不同观测者得到的结果相差竟如此悬殊，实在令人惊异. 1967 年 5 月 21—23 日出现的一些大耀斑，也提供了这类反面例证，人们只发现它们的 $H_{\parallel}$ 有很小的变化(见[27]). 更奇怪的是，还有人观测到，在耀斑

出现后局部磁场的强度和梯度虽然一度减小，但不久后又恢复原状(例如见[28]). 此外，有的耀斑出现时，它附近的"磁山"会移动位置[29]，甚至黑子群内黑子的相对位置也发生某些变化[30]. 以上这些现象都说明，问题是非常复杂的(详细论述见[31]). 很有可能，这暗示了谢维尔内理论的不够完善，因而需要作出改进；但也有可能，耀斑产生的机制本来就不止一种，因此几种理论和机制可以并行不悖.

(四) 必须着重指出，耀斑发生前后磁场的变化不一定是真实的. 这是因为，耀斑的出现往往伴随着黑子群形态的变化. 然而，假如黑子群变得(例如)松散了，即各黑子之间的距离增加了，那么，活动区磁场的梯度也会因此而减小. 我们在本书最后一章将要看到，在太阳的导电率很高的等离子体大气中，磁场的衰减是很慢的. 由此可以推知，在短短几分钟以至几十分钟内，磁场发生骤然变化的可能性是非常小的. 关于磁场变化的目前比较流行的看法是，黑子是光球下面的磁力线管浮现到日面的结果. 活动区物质在耀斑发生前后的剧烈运动，使磁力线管的位置发生了变化，从而导致磁场的强度和梯度的变化.

最后要指出，耀斑本身的磁场非常不容易测定. 迄今为止，大约只有一次成功的观测，那是用 H_β 线对一个边缘耀斑进行测量，测得的磁场强度约为 300 高斯[32].

(五) 墨东天文台马尔特利 (Martres) 等人[33]对耀斑与活动区磁场的关系作过大量的研究，他们得到了一些很有意义的结果. 他们认为，就磁场结构来说，活动区可分为两类，即正常双极结构和反常双极结构. 前一种结构，其前导极性和后随极性大致排列在日面东西方向上，因而 $H_{\parallel}$ 极性的反变线大致在日面子午线上；后一种结构则与这种分布相差很多. 马尔特利等人发现，只有活动区具有反常双极结构，即 $H_{\parallel}$ 极

性的反变线明显地偏离子午线，才会出现耀斑．产生耀斑的另一种形态，是两个极性区域蜿蜒交错在一起，例如，前导极性中有一个后随极性的“孤岛”或者“海湾”。特别是，当有一条迂迴曲折的极性反变线穿越过 δ 型黑子群时；这时就是出现质子耀斑的典型磁结构．

在对 1972 年 8 月份的大活动区进行观测时，邦巴和齐林（H. Zirin）也发现过，当一个极性区域“侵入”另一个极性区域，中性线变得弯弯曲曲，从而形成一个或多个“海湾”时，产生耀斑的几率的确就大大增加．还有人[34]曾利用极性反变线的扭曲度来表示磁场的复杂程度，他们发现，代表扭曲度的“海湾”数与24小时内的耀斑指数之间有明显的关系．人们利用这个关系可以作出 24 小时内的耀斑预报．

（六）我们在第四章§1曾谈到，在一个黑子群中，前导黑子与后随黑子的极性排列有一定的规律性．现在我们要指出，这种规律性不是绝对的，在极少数情况下，也会出现极性排列反常的黑子群．有意义的是，正是在这种极性反常排列的黑子群附近最有可能产生出耀斑来，而且往往是大耀斑[35]．

（七）马尔特利等人还提出过所谓“演变磁结构”1) 的概念，指的是 $H_{||}$ 的局部峰值区域（可以对应于黑子，也可以没有黑子），这是一些具有单一极性的磁场结构单元，其范围约为 10^4—10^5 公里．他们认为，任何复杂的磁场结构的演化都是若干个相邻的演变磁结构发生变化的综合结果．观测资料表明，位于极性反变线两侧的相邻的演变磁结构，如果就形态或磁流的变化来说它们各朝着相反的方向演化，那么出现耀斑的几率就比较大；反之，如果它们都朝着相同的方向演化，就不会出现耀斑．

1）英文名称为“Evolving Magnetic Features”，简称“EMF”．

（八）耀斑是一种突发现象，那么，活动区磁场的变化是突然发生的还是渐进的呢？为阐明这个问题，需要大量的具有较高时间分辨率的磁场观测资料．哈维（Harvey）等[36]利用基特峰天文台的磁象仪以 80 秒和 100 秒一张的速率对两个活动区作磁图描记，在 20 小时里得到 800 张磁图，然后把它们同 H_α 单色象进行对比．他们的结论是，活动区磁场的演化是以小时计的渐进性变化，这种变化与耀斑的出现似乎没有什么关系．他们的观点与谢维尔内等人的理论正好相反．

（九）在研究耀斑与磁场的关系时，还有一个值得提出的问题，这就是，与耀斑有关的主要是光球和色球的磁场呢，还是日冕的磁场？在过去二十多年中，人们着重观测的是光球和色球的磁场，对于日冕磁场的研究基本上只停留在粗略的理论计算阶段，实测结果较少．近年来，斯塔拉克（Sturrock）[37]提出了"撕裂式耀斑模型"，这才使人们开始注意到日冕磁场的重要性．这个模型的一个引人注目的要点，是从色球高层到日冕低层的范围内存在着中性电流薄片，耀斑的能量是来自日冕磁力线的湮灭和再联结．今后，我们还应当着重研究日冕的磁场及其与耀斑的关系．

在结束本节的时候我们必须指出，耀斑是一种极为复杂的突发性的太阳活动现象，它的结构模型以及储能和触发机制至今都还是一个远未揭开的谜．尽管如此，耀斑与太阳活动区磁场的密切联系，可以说已得到了多数天文工作者的承认，二十多年来人们在这方面已经做了大量的工作．随着近年来太阳磁场观测取得重要的进展，可以预期，耀斑物理过程的研究，尤其是耀斑与磁场关系的研究，不久将可能出现重大的突破．

§4 日珥的磁场

很早以来，许多天文工作者就猜测日珥大概具有磁场，这主要是从日珥的运动和形成两方面来考虑的。首先，活动日珥的运动轨迹和环形日珥本身都很象磁力线的分布图形。再者，日珥是一团温度较低（约 10^4K）的等离子体，它之所以能在高温（约 10^6K）的日冕中产生出来并长期存在，很可能就是磁力线把日珥团团包围住了，由于磁场的隔热作用[1)]保护着日珥，才使它不致被日冕烧掉。日珥的物质密度（约为每立方厘米 10^{10}—10^{11} 个氢原子）比日冕（$\sim 10^6$—10^8）大得多，而它却能长期悬浮在日冕中不堕落，很可能也是靠磁力线来支撑的。这些早期的揣测，只是到六十年代初期，开始正式的日珥磁场测量以后，才得以证实。

1960 年，齐林[32,38]利用克里米亚天文台的磁象仪首先对日珥的磁场进行测量。可能是考虑到象 Fe I λ5250 这样的细金属谱线在日珥光谱中太弱，加以日珥的运动会使谱线发生位移，将给观测带来困难，他采用的是 H_β 这样的强而粗的谱线。他测得，宁静日珥在视线方向上的磁场强度（$H_{\parallel}$）约为 50 高斯；活动日珥强一些，达到 200 高斯。他还发现，宁静日珥的磁性与其下面的光球区域没有什么对应关系，可是活动日珥却总是与附近日面磁场的极性相同。一个合理的解释是，活动日珥与它的磁场是从光球或色球一齐迸发升起的。

这以后，一些天文工作者对日珥磁场作了大量的观测。拉斯特（Rust）[39] 发现，位于日面上不同纬度带的日珥，它们的磁场强度相差很大。远离黑子带的日珥，它们的磁场强度

1）对磁场的隔热作用可以这样理解：气体的热能主要表现为质点的热运动，在磁场“冻结”的情况下，带电质点只能沿磁力线运动，因而跨越磁力线的热能传播被抑制了。

仅约 5 高斯；而在黑子带附近的日珥，则可高达 60 高斯．坦德伯格-汉森（Tandberg-Hanssen）[40] 在 1968 年到 1969 年间测量过 135 个宁静日珥的磁场．他采用的谱线除氢线外，还包括氦线 D_3 和 λ4471、钠线 D_1 和 D_2 以及镁线 b_1 等．他们测得的 $H_{||}$ 值在 3—8 高斯范围内，比齐林的测量值小得多．坦德伯格-汉森测量的那些日珥，其纵向磁场强度按日珥数目的分布如图 5.10 所示．此外，他还得到两个有意义的结果．一个是，$H_{||}$ 随日珥的高度而增加；另一个是，用不同元素的谱线（例如 Hα、HeID_3、NaID_1）对同一日珥测量得到的 $H_{||}$ 都是一样的．后者更加重要，这很可能表明，氢、氦、钠等原子都是在日珥的相同区域内发光．这和本书作者早先在 [41、42] 中提出的日珥基本上是均匀的（即日珥的各种原子是在同样区域内，而不是分别在"热区"、"冷区"等不同区域内激发和发出辐射）的观点，是一致的．

普耳科沃天文台的一些工作者[43]测得的日珥磁场比以上介绍的数值都要大得多，磁场在某些节点上高达 10^4 高斯，而且在几弧秒的范围内就可以有几千高斯的变化．他们的观测

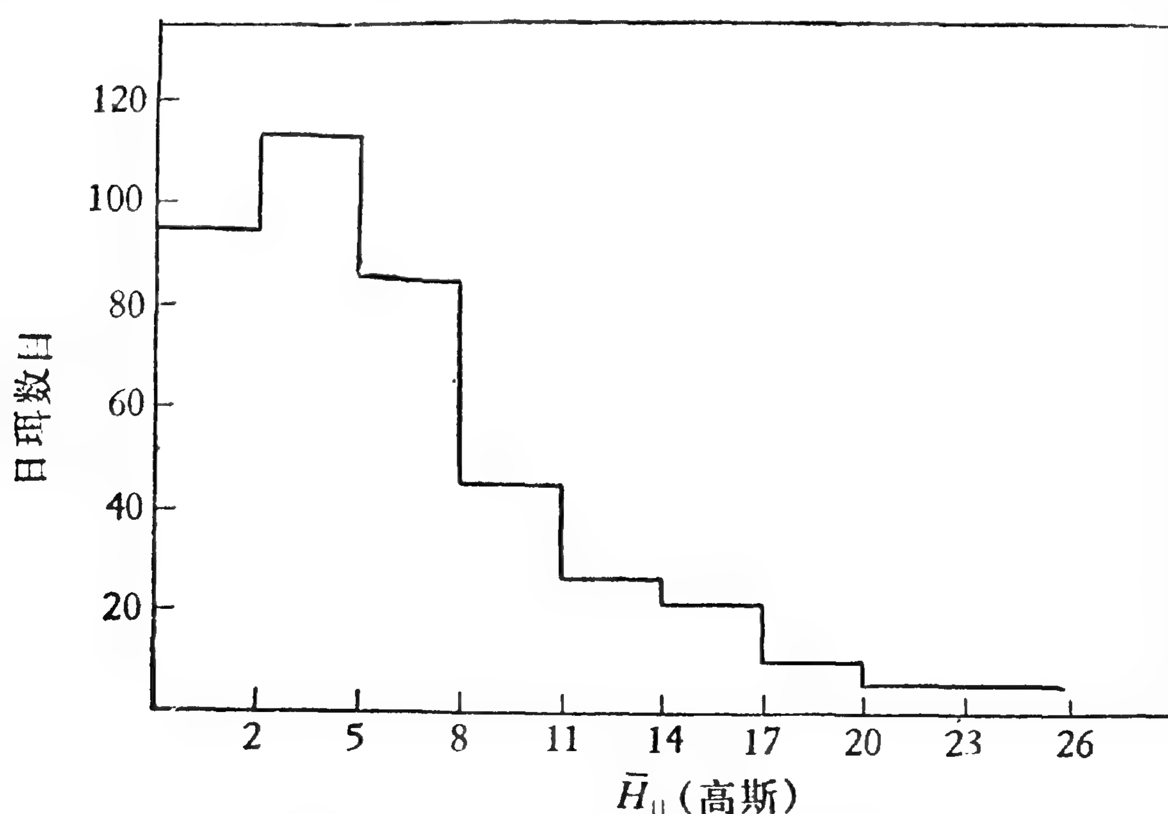


图 5.10 $H_{||}$ 随日珥数目的分布

资料是否可靠？如果可靠的话应当如何理解？这些问题都很值得进一步加以研究．

关于日珥磁场的方向，现有的实际观测结果，是宁静日珥中磁力线主要沿水平方向，磁力线与日珥几何轴线的夹角平均只有 15°．近年来曾提出过一些日珥磁场的模型．一种模型认为，磁力线从一个侧面进入日珥，沿轴线走一段，然后再从另一侧离开日珥．另一种模型是双分量式的，即支撑日珥的磁场与日珥的轴线垂直，而日珥内部的磁场平行于轴线．这些模型基本上都只适用于宁静日珥．活动日珥的磁场结构显然更复杂一些．关于爆发日珥的磁力线，估计是螺旋状的．

除了日珥内部有磁场外，日珥外面也有磁场，这样才能把日珥支撑住．有人认为（例如见［44］），日珥出现在日冕磁力线的马鞍形凹陷处（图5.11画出的是剖面图）．如果由于某种原因日冕磁力线出现了凹陷，那么，当与磁场"冻结"在一起的色球物质沿着磁力线运动时，就会有一部分物质留存在这种"磁坑"里，这样就形成了日珥．从侧面看（见图 5.12），一系列磁力线可以把日珥支撑住，也就是说，日珥物质所受的向下的

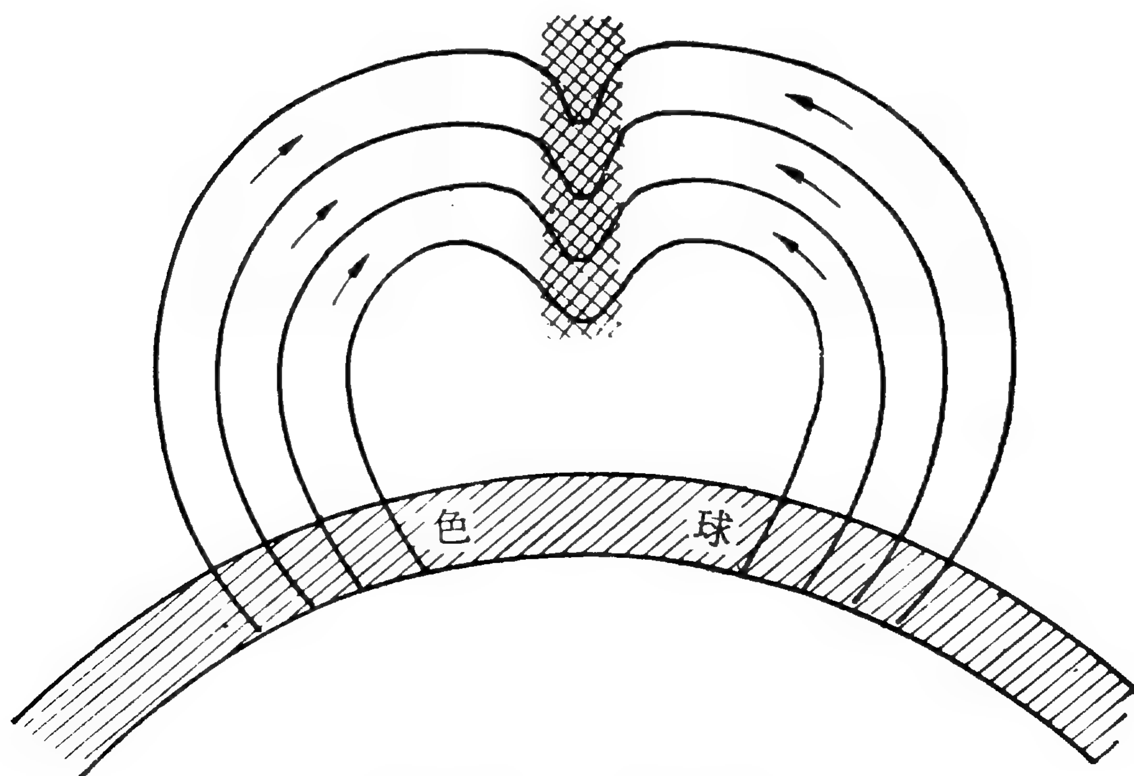


图 5.11　日珥的形成

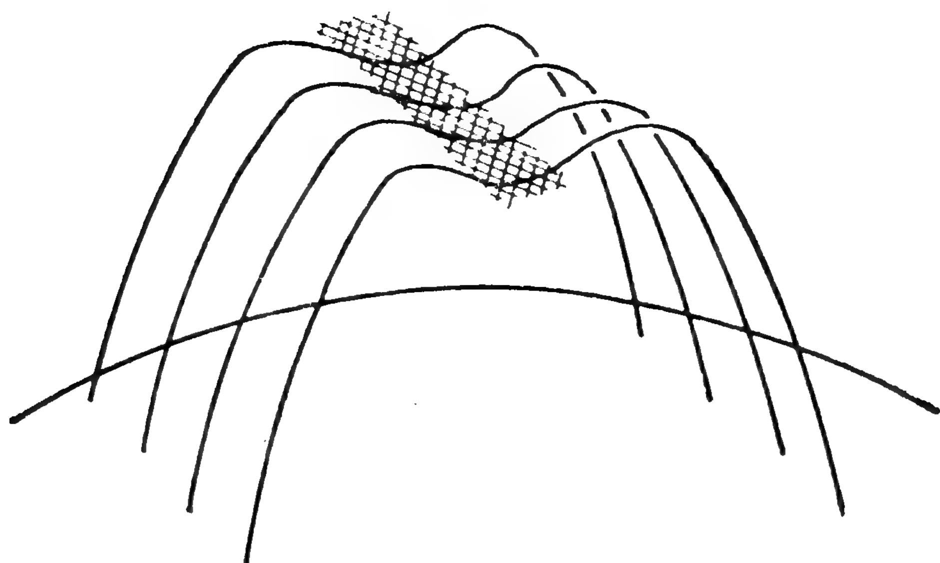


图 5.12 日珥的支撑

重力与向上的洛伦兹力正好平衡. 关于这些问题, 在一本关于日珥的专书(即[45])中有详细的讨论.

按照上述图象,日珥两侧的磁力线方向应当相反,即日珥两侧磁场的极性相反. 这意味着, 日珥位于局部磁场的中性线上. 把磁图和 Hα 单色象加以对照就可以知道,暗条(即是投影在日面上的日珥)的确一般都是极性不同的磁场区域的分界线.

最后我们要提到,克里马克斯 (Climax) 高山观测站曾研制成一架光电磁象仪、专门用于日珥磁场的测量(见[46]). 该仪器与 40 厘米日冕仪和两次色散光谱仪合起来使用,可以自动补偿日珥各处亮度的差异. 它使用的谱线是 Hα 线(这是日珥光谱中最强的发射线之一), 磁场测量的精度为 2 高斯.

参 考 文 献

[1] Howard R. et al., 1967, Atlas of Solar Magnetic Fields, Carnegie Inst. of Washington Publ. No. 626.

[2] Sheeley N. R., 1969, *Sol. Phys.*, 9, 347.

[3] Vrabec D., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 329.

[4] Sheeley N. R., Bhatnagar A., 1971, *Sol. Phys.*, **18**, 195, 379.

[5] Frazier E. N., 1970, *Sol. Phys.*, **14**, 89.
[6] Schröter E. H., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 167.
[7] Livingston W., Harvey J., 1969, *Sol. Phys.*, **10**, 294.
[8] Bumba V., Howard R., 1965, *Ap. J.*, **141**, 1502.
[9] Howard R., 1962, *Ap. J.*, **136**, 211.
[10] Livingston W., Harvey J., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 51.
[11] Stenflo J. O., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, 101.
[12] Unno W., 1959, *Ap. J.*, **129**, 375.
[13] Bray R. J., Loughhead R. E., 1974, The Solar Chromosphere, p. 101.
[14] Bumba V. et al., 1964, *Carnegie Inst. of Washington Yearbook*, **63**, 6.
[15] Bumba V., 1970, *Sol. Phys.*, **14**, 80.
[16] Babcock H. W., 1961, *Ap. J.*, **118**, 387.
[17] Bumba V., Howard R., 1969, *Sol. Phys.*, **7**, 28.
[18] Giovanelli R. G., 1947, *M.N.R.A.S.*, **107**, 338; 1948. *M.N.R.A.S.*, **108**, 163.
[19] Cowling T. G., 1953, 见 The Sun, ed. G. P. Kuiper, Chapter 8.
[20] Dungey, J. W., 1953, *Phil, Mag.*, **44**, 725.
[21] Sweet P. A., 1958, 见 Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, ed. B. Lehnert, p. 123.
[22] Северный А. Б., 1958, *Изв Кр АО*, **20**, 22: *А. Ж.*, **35**, 335; 1960, *Изв Кр АО*, **24**, 28.
[23] Бумба В., 1958, *Изв Кр АО*, **19**, 105.
[24] Bruzek A., 1960, *Z. Astrophys.*, **50**, 110.
[25] Antalova A., 1961, *B.A.C.*, **12**, 108.
[26] Howard R., Babcock H. W., 1960, *Ap. J.*, **132**, 218.
[27] Malville J. M., Tandberg-Hanssen E., 1969, *Sol. Phys.*, **6**, 278.
[28] Michard R. et al., 1961, *Ann. Astrophys.*, **24**, 54.
[29] Гопасюк С., 1961, *А. Ж.*, **38**, 209; 1962, *Изв Кр АО*, **27**, 110.
[30] Васильева Г., 1962, *Сол. Дан.*, № 12, 64.
[31] Michard R., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 359.
[32] Zirin H., Severny A., 1961, *Observatory*, **81**, 155.
[33] Martres M. J., et al., 1966, *Ann. Astrophys.*, **29**, 245.
[34] Lenmon J. J., 1972, 见 Solar Activity Observations and Predic-

tions, ed. P. S. McIntosh and M. Dryer, p. 421.
[35] Smith S. F., Howard R., 1968, 见 Structure and Development of Solar Active Regions, ed. K. O. Kiepenheuer, p. 33.
[36] Harvey K. L. et al., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 422.
[37] Sturrock P. A., 1966, *Nature*, **211**, 695.
[38] Зирин Х., 1961, *А. Ж.*, **38**, 861.
[39] Rust D., 1967, *Ap. J.*, **150**, 313.
[40] Tandberg-Hanssen E., 1970, *Sol. Phys.*, **15**, 359.
[41] Е Ши-хуэй, 1961, *Изв Кр АО*, **25**, 180.
[42] 叶式辉，1962，天文学报，**10**，8.
[43] Шпитальная А. А., Вяльшин Г. Ф., 1970, *Сол. Дан.*, № 12, 74.
[44] Лыу Ван Лыонг, 1975, *Природа*, № 5, 31.
[45] Tandberg-Hanssen E., 1974, Solar Prominences, Chapters IV, V.
[46] Lee R. H. et al., 1965, *Appl. Opt.*, **4**, 1081.

第六章　太阳大气磁场

太阳周围笼罩着很厚的大气，它可划分为三个层次：光球（在最低层，厚度仅约500公里）、色球（在光球上面，厚约2万公里）和日冕（在最外面，范围很大，厚度为几个至十几个太阳半径，形状不固定）．整个太阳大气中，到处都蔓延着磁场．上一章我们已经谈过活动区磁场，本章则主要介绍太阳大气里宁静区的磁场．

§1　米粒组织磁场

我们在上一章§2里谈到过，太阳光球层（即借助白光所看见的太阳表面）布满了多得不可胜数的米粒．这些米粒由于体积小，形状和位置都不断在变化，再加上大气闪动和日晕的妨碍，要测定其磁场是很困难的．到目前为止，还只有过几次试探性的测量．

基彭霍伊尔（Kiepenheuer）[1] 采用的是光电磁场记录仪来观测日面的磁场．他让太阳像在摄谱仪狭缝前来回作微小的移动，得以记录到磁场的变化．他认为，这种变化是由米粒组织的磁场造成的，并由此求得米粒组织的磁场强度为400±10高斯．这个方法十分粗糙，用它测得的磁场强度是极大地偏高了．

米粒组织磁场的第一次精密测量，是由斯捷沁科Стешенко[2]）作出的．他采用的是克里米亚天文台测量黑子磁场的装置，并采取了一些措施．他在光栅（图6.1中的 G）和成像镜（C_2）之间安放一个棱镜（P），使进入光线的一半

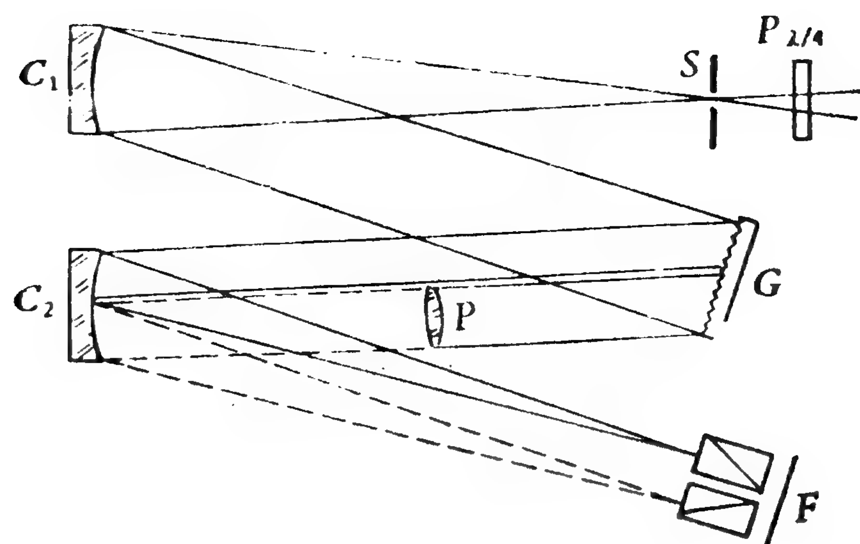


图 6.1 米粒组织磁场测量

略有偏离，使之在光谱正常位置的下面成像．这样，他就可以在底片（F）上同时拍得上下两条光谱．他还在摄谱仪狭缝（S）前安装了 1/4 波片（$P_{\lambda/4}$），并在底片前面放置两个光轴方向互相垂直的尼科尔式偏光棱镜．在斯捷沁科改进了的装置中，两条光谱带各仅出现 σ_1 和 σ_2 两条支线中的一条．把仪器对准日面同一位置，用比长仪测定两条光谱带中同一条磁敏谱线（如 Fe I λ6302.5）的塞曼位移量，他便可以按照式（3.1）算出米粒组织的磁场强度来．这个方法的突出优点是日面局部运动的多普勒效应对两条光谱的影响相同，可以互相抵消．这在测量非常小的 $\Delta\lambda_H$ 时是完全必要的．斯捷沁科对个别米粒所测得的磁场强度不超过 40—60 高斯，对米粒群测得是 50—60 高斯．

六十年代初期，有人[3] 根据光谱观测资料发现在日面活动区外面存在着具有精细结构的微弱磁场，其平均强度约为 24 高斯．不过，很难肯定这种磁场的分布与米粒组织相一致．

另外，据文献[4]报道，用磁象仪作日面扫描，把入射狭缝高度缩小到与一个米粒的直径相近的大小 2″，这样求得的非扰区纵向磁场强度的均方根值起伏的上限为 8.2 ± 4.4 高斯．

从上述几项测量工作我们可以看出，直到目前为止，我们还没有证据能够说明米粒本身具有独自的磁场. 退一步说，即使米粒本身具有磁场，其强度也不过几十高斯，它对于米粒的运动和物态未必能产生显著的影响.

顺便指出，在太阳黑子附近有时能观测到 100—200 高斯的较强磁场，但它对于米粒组织似乎产生不了什么影响. 这是因为，实际观测表明，除掉极个别情况外，米粒的形状、直径、间距和生存时间都不受黑子磁场的影响，一直到紧挨着黑子边缘的区域都是这样.

米粒组织是光球下面气体对流的产物. 人们很自然会问到：对流运动与磁场有没有联系？米粒组织能否把对流层的磁能传送给太阳大气？……关于这些问题，都有待人们作进一步的研究.

§2 色球磁场

色球是太阳大气中一个重要的层次，它是耀斑、谱斑等活动现象大显身手的“舞台”，也是太阳大气中物理状态骤变的一个区域——从色球低层到高层，温度由 5000 度猛增至 100 万度左右. 色球的温度逆升、加热机制、不均匀性、热动平衡偏离，等等，所有这些都是太阳物理的重要研究课题. 近年来，天文工作者发现，磁场也是色球物理中的一个重要因素. 关于这方面的情况，在文献 [5] 中有详细的叙述，本节只打算作一概略的介绍.

早在五十年代初期，就有人已经预料到了色球应该具有磁场[6,7]，他们根据的是太阳两极区域的针状物[1]与日冕射线的方向大致相符，而日冕射线是在太阳普遍磁场的作用下出

1）这是色球层的精细结构组成体，状如细小的针刺，遍布色球各处.

现的．后来，随着光电磁象仪的研制成功，人们可以借以描出日面磁场的分布图，许多研究者这才察觉到，日面磁图和色球精细结构的亮度分布图十分相似，二者的吻合可说是达到了惊人的程度．莱顿[8]曾观测到，钙谱斑的细节与磁场结构一一对应，即使对于2.5高斯的微弱磁场也是如此，它们之间的相关系数可高达0.999！其他许多人也在这方面做过不少工作，这当中特别值得提到的是弗雷泽（Frazier）[9]的工作．他用多通道磁象仪以很高的灵敏度和空间分辨率对非常宁静的日面区域描出磁图，所得结果与色球的精细结构也十分相符．鉴于这种高度的相关性，有人甚至建议，可以利用以Ca II K线中心所描出的钙单色像来代替磁图．有人[10]纯粹从形态研究也发现了一些规律，根据这些规律，可以从H_α单色像（这和钙单色像一样，也属于色球层）推导出日面磁场的极性及其强度分布．

必须强调指出，上面谈到的"日面磁场"指的是光球磁场，这是因为，光电磁象仪的工作谱线（例如Fe I $\lambda5250$）主要都是在光球里形成的．这样便引出一个问题：色球的形态能反映光球的磁场，那么，这是否表明光球的磁场伸进并控制了色球物质呢？答案是肯定的．1958年，谢维尔内和邦巴[11]第一次明确提出这样的概念：光球磁场进入色球．他们依据的观测证据有二．一个是，用磁象仪对$H\beta$和Fe I $\lambda4886$、$\lambda5250$三条谱线进行描记的结果，得到的磁图都很相似．其中$H\beta$采用的是距线心0.07埃的波段，按文献[12]中的计算，这个波段的辐射是来自高度为2000—2500公里的色球层．然而，两条铁线却都是弱线，能肯定它们是在光球区域形成的．另一个证据，用黑子磁场测量装置观测，在黑子区域发现H_α和Ca II K_2谱线也有犬牙交错的塞曼分裂图样．这表示，黑子上面的色球区域也有磁场，这显然是黑子磁场的延续．谢维尔内

和邦巴利用这两项资料求得色球宁静区和活动区的磁场强度分别为 100—150 高斯和 300—500 高斯.

测量色球磁场比测量光球磁场要困难得多. 从观测方面来说,测量色球磁场只能采用 H_α, $H\beta$, Ca II H, K 这样一些强线[1)], 可是它们的线心强度却较弱, 因而光电磁象仪的讯号是很弱的,其灵敏度下降. 从理论方面来说,现有的磁场内谱线形成理论基本上都是对简单的塞曼三分裂谱线建立的, 而上述 H_α 等谱线却全都不属于这个范畴. 因此,用上述谱线测量取得的磁场观测结果只能供作某些粗略的定性研究, 目前还很难用于定量的测定.

其实,即使用于定性的研究,上面提到的几条强线也不是全都合用. 谢维尔内[13]曾指出, $H\beta$ 就不很适宜,因为它与一些光球谱线重叠在一起了. 此外, H_3 和 K_3 随色球细节的变化很大, 这也影响到磁场观测结果. 他认为, 在上述谱线中, 只有 H_α 最适合于色球磁场观测的目的. 他借助双线磁象仪, 各用谱线 H_α 和 Fe I λ5250 分别对色球和光球描记磁图,发现了在大多数情况下这两个大气层的磁场分布是相似的. 我们在本书第三章 § 3 已经详细谈到过这个问题.

色球的磁场和速度场之间的关系怎样? 关于这个问题目前还难于作出解答. 已有的两项测量给出的是相反的结果. 文献[14]认为磁场和速度场两者的极大位置是互相重合的; 文献[15]则与此相反, 认为磁场的峰值往往出现在速度场为零的地方.

最后,应当指出,由于色球的物质密度较低 ($\rho \leqslant 10^{-7}$克/厘米$^{-3}$),即使对于几高斯的弱磁场,判据(1.3)也能成立,因而磁场对色球等离子体几乎具有完全的控制能力. 了解到这一

1) 这些强夫琅和费线的中心部分的吸收系数很大, 来自光球的辐射射不出来,因此观测到的线心辐射来自色球.

点，色球的磁场分布和它的单色像形态之间的一致性就是理所当然的了.

§3 日冕磁场

在正式对日冕磁场开始测量以前，早已有不少人猜测到日冕中存在着磁场. 他们的主要依据如下. 第一，日冕射线[1]的形状很像磁力线，这些羽毛状的日冕射线大部分集中在太阳的两极区域，很容易使人联想到偶极磁场的磁力线. 一般说来，带电质点在磁场中运动的轨迹为围绕磁力线的螺旋线，因为在日冕中物质密度很小，碰撞极少，这种沿磁力线的物质分布可以长期存在.因此，我们有理由认为日冕射线与磁力线基本上是一致的. 第二，日冕的形状与太阳活动的位相有关.具体说来，在活动峰年，日冕大致呈圆形；而在谷年，日冕在赤道附近向外突出. 既然太阳的活动是与磁场密切相关的，那么日冕也很可能受到磁场的影响. 第三，日冕是随着太阳旋转的，这可能是因为受到磁力线的牵连. 第四，日冕的辐射为部分偏振波，偏振现象在射电波段尤为显著. 大家知道，辐射的偏振状态往往就是由磁场造成的. 第五，在上一章已经谈到，日珥的冷凝和支撑都很可能与磁场有关，既然日珥主要存在于日冕中，那么日冕有磁场就不足为奇了.

最近一、二十年来，天文工作者对日冕磁场进行过许多直接测量和理论研究. 根据发射谱线的偏振和法拉第效应直接测量日冕磁场，其结果如图 6.2 所示. 尽管这些测量误差很大，但我们仍能肯定，日冕主体的磁场强度大约在 1—100 高斯范围内. 关于日冕磁场的理论计算，至今已经采用过的有以下三种方法.

---

1) 又称“冕流”.

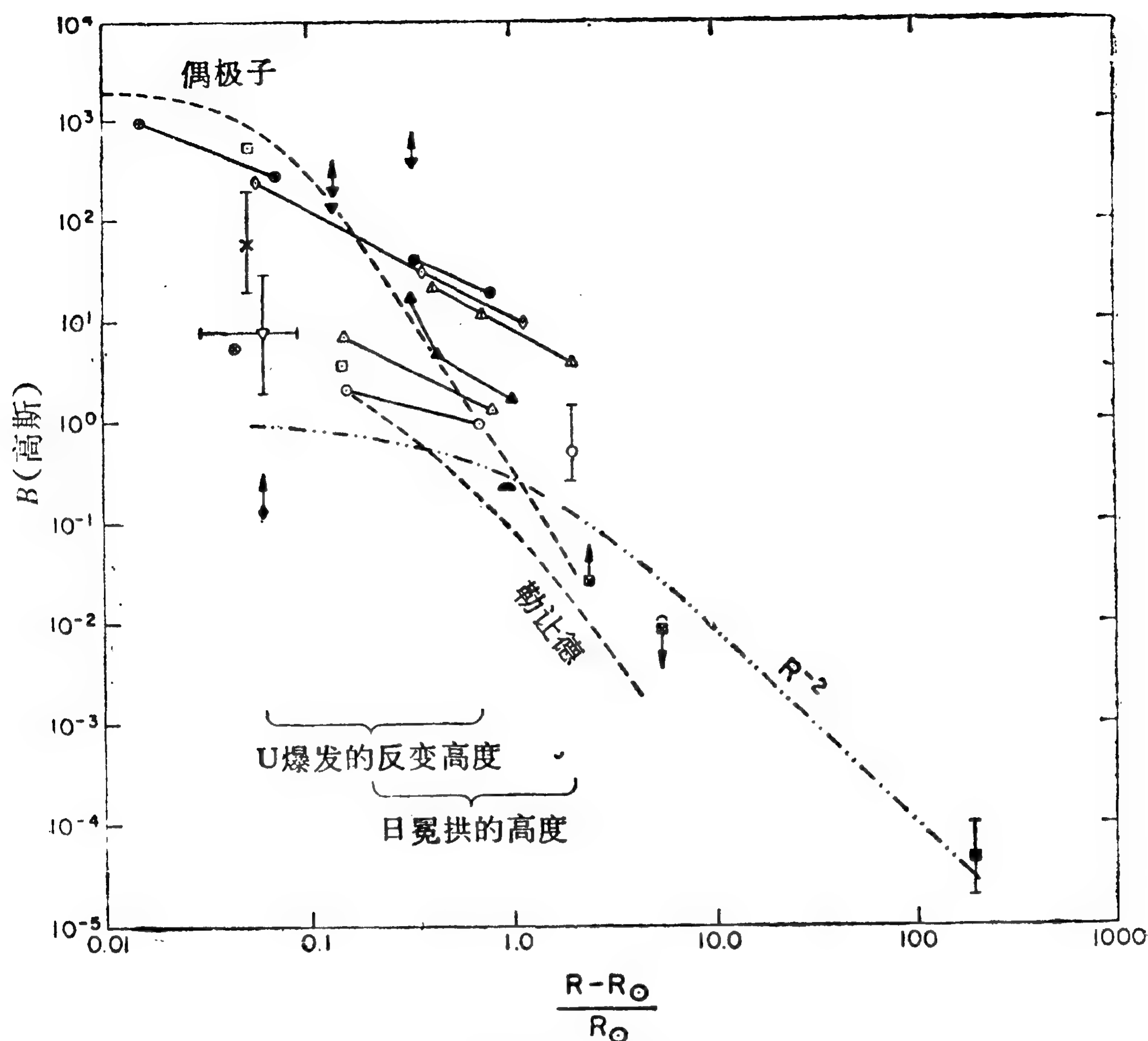


图 6.2 日冕磁场的观测和计算结果

宁静日冕：⊗极冕纤维，▽宁静纤维，◆日冕附近纤维，⊠极，■行星际；活动区：⊕慢变分量，⊡微波爆发，●Ⅰ型爆发，⊙Ⅰ型爆发链，△II 型爆发 (a)，▲II 型爆发 (b)，⚠ II 型爆发 (c)，◇ IV 型爆发，×活动区日珥，▼喷射日珥，ǫ拉津效应，◓ 相关爆发

（一）由磁象仪观测结果得到日面活动区的偶极磁场强度，再用位函数计算出日冕磁场的势场模型.

（二）在小于 2.5 个太阳半径的范围内，上述模型是比较可靠的，但是在这个范围以外，就需要考虑到磁场和太阳风的相互作用．这时，计算日冕磁场需要求解一个磁流体力学的方程组[16].

（三）把行星际空间的磁场强度分布按离太阳中心距离

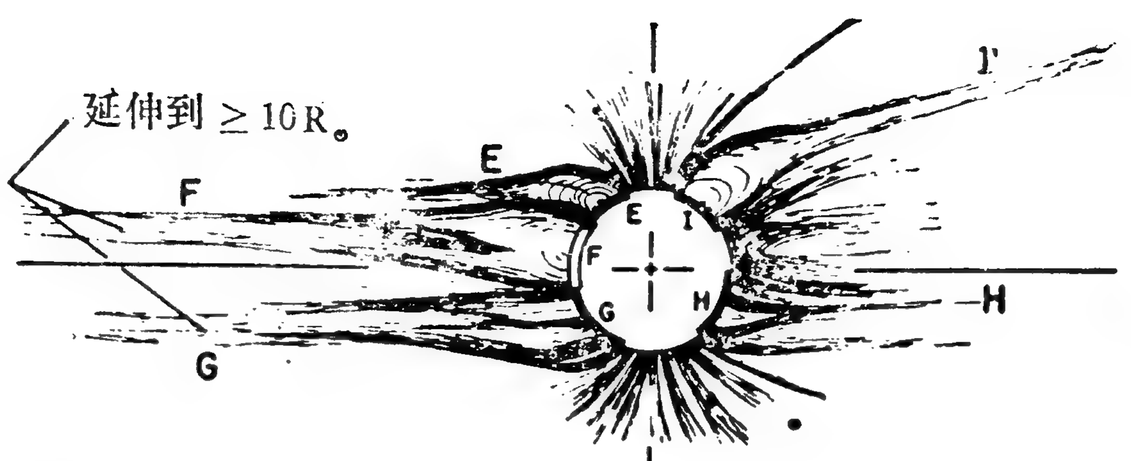
R^{-2}的规律反推到日冕区域，也可求得日冕的磁场.

总的说来，直接观测和上述理论计算的结果是大致符合的．关于这方面的详细情况，请见文献[17].

应当指出，磁场对日冕的结构和形状有直接的影响．把按上述方法算出的磁场分布同日冕形状加以对比，或者用简化的磁场分布来求解磁流体力学方程，计算出日冕的物质分布，我们都可以肯定这种影响．图 6.3 是一个实例．图中左方是理论计算给出的磁力线图，右方是在这以前不久观测到的日冕结构图．不难看出，两个图极其相似．特别值得注意的是，冕流 I 内的日冕拱状结构与磁力线是一致的；另外，极区日冕的羽毛状结构与磁力线也很相似.

磁场同日冕的旋转也有关系．实测结果表明，不同纬度处日冕的自转速度不同：赤道附近自转较快，纬度愈高的区域自转愈慢．这与光球的自转相似．这使人有理由相信，日冕（尤其是凝聚区）就像海上停泊的轮船一样，它把“锚”抛向光球，而“船”和“锚”之间的联结线就是磁力线．换句话说，是磁场把太阳大气的各部份牵连在一起，共同参与太阳的自转.

日冕的磁场并不是恒定不变的，而是经常有一些快速变化，这可从一些观测事实看出来．例如，当蟹状星云位于日冕后面时，该星云的射电辐射受到日冕的散射，这使得蟹状星云的角直径变大，而且这个增大了的角直径有时会突然之间在几分钟内显示出明显的变化．另一个更能说明问题的事实是，在地球上接收由人造天体穿越日冕发回的无线电讯号，人们由它的法拉第旋转量的变化可以了解到，在耀斑发生后日冕中会出现“磁瓶”（见图 6.4）．日冕中“磁瓶”是一种临时性的日冕磁场结构，能延伸到 10 个太阳半径的日冕区域，存在时间为一两天[18].



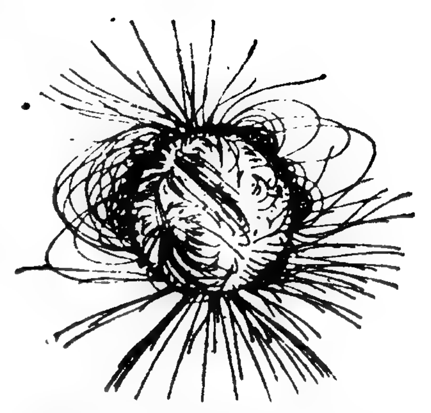


图 6.3　磁场和日冕形状的关系

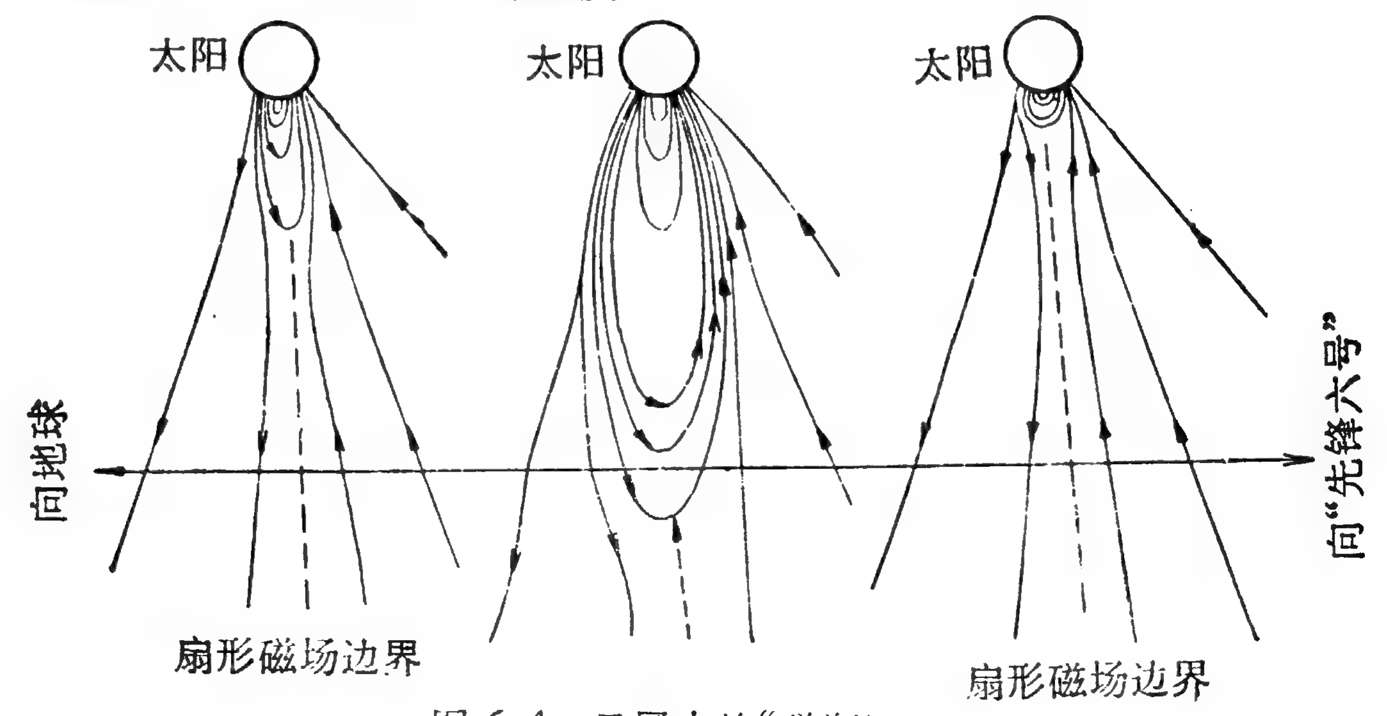


图 6.4　日冕中的“磁瓶”

还值得提到的是，日面活动区上空的日冕往往会表现为一大片环状，弧形和射线的结构．这些结构可能与活动区磁场有关．有不少人（例如见[19]）曾用位函数方法计算过日冕活动区的磁力线分布，他们的结果与观测现象十分吻合．

总之，在日冕中确实存在着大尺度的磁场．这种磁场对日冕的结构、形状和旋转，对太阳风的形成，对太阳射电爆发的出现，对太阳宇宙射线质点的加速，都起到重要的作用．此外，日冕磁场随着太阳风向外伸延，一直弥漫到几乎整个太阳系，这对于行星际空间的物质状态和运动都产生了重大影响．这些都说明，日冕磁场的研究有着十分重要的意义．可是，目前我们对于日冕磁场还只有一个粗略的认识．

§4　太阳大气的磁场梯度

从本章以上三节的叙述，读者已经看到，太阳大气各层次（尤其是光球和色球）的磁场大体上是相似的，这表明磁力线穿透整个太阳大气．但是，磁场毕竟是随高度而变化的（一般说来，愈往上层，磁场强度愈小），因此，这里便产生一个磁场梯度问题．从本世纪三十年代起，就已经有人开始了太阳大气磁场梯度的测定．以下，我们按时间次序，对从那时以来的主要的几次测量工作的原理和结果作一综合介绍．

（一）金（King）[20] 在 1934 年发现，用不同强度的谱线所测得的磁场强度彼此不同．考虑到强线主要是在光球上层和色球内形成的，而弱线的辐射是来自光球，而且以光球下层为主，由此可推算出光球的磁场梯度为 3.0 高斯/公里．

（二）1948 年，豪特嘉斯特（Houtgast）等[21] 指出，黑子磁场的强度（H）因黑子与日面中心的距离（r）不同而改变．这是由于，我们所看到的日面不同位置的辐射是来自太阳大气的不同层次，愈靠近日面边缘，我们看到的是愈上层的光．从

H与 r 的关系曲线我们可以推导出黑子磁场的梯度为 5.8 高斯/公里.但是,他们的另一批观测资料所给出的梯度是 0.5—2.5 高斯/公里. 考虑到黑子磁力线是曲线,它们的方向随 r 而改变,再加上黑子模型也不够精确,我们认为这个方法不一定可靠.

(三)1960 年,邦巴[22] 对一系列谱线算出它们中心的光学厚度(τ_0),并用这些谱线对同一黑子测出它的磁场强度(H),得到了H与 τ_0 的关系曲线.他根据这条曲线,并采用文献[23]中的黑子模型,推算出黑子磁场的梯度为 0.3 高斯/公里.

(四) 对于三分裂的塞曼谱线来说,它的两条 σ 支线的中心部分都是在黑子的上层形成的. 既然上层的磁场弱一些,该处的塞曼分裂也会小一些. 因此,由于磁场梯度的存在,σ 支线的轮廓就呈现出不对称现象. 根据不对称的数量,我们可以反推出磁场的梯度. 早在 1954 年就已有人[24]研究过这个问题. 不过,他认为,即使对于 6.7 高斯/公里的梯度,谱线 Fe I λ6173 也只呈现出很微弱的不对称性,难以用分光光度方法测定出来. 在 1959 年和 1960 年,斯捷潘诺夫等人[25,26]对这个问题做了进一步的探索. 他们对 Na I D_1 的 σ 支线轮廓作精密测量的结果,证实了它的轮廓果然不对称. 此外,他们认为文献 [23] 给出的黑子模型不够精确,因而对它作了一些改进. 这样,他们对一些黑子求得其磁场梯度为 1—1.8 高斯/公里.

(五) 我们在本章 §2 谈到过,谢维尔内和邦巴[11]在 1958 年曾明确提出过光球磁场进入色球的概念. 此外,他们还发现,用 H_α 等强线也可以通过塞曼效应测定黑子的磁场强度;确切些说,这样测得的磁场是黑子上空的色球磁场. 事实上,正如他们所指出的,当黑子位于日面边缘时,在光谱底片上可以看出黑子上空的色球似乎是一片暗黑的吸收云. 这是黑子

磁场向色球延伸的区域，高度约 2000 公里．既然黑子本身的磁场强度和它上空的色球区域的磁场强度都已经测出，他们据此推算出磁场梯度为 1 高斯/公里．

最后还要谈到，我们用射电方法可以测得日冕和色球高层的磁场强度．在这方面的一些观测(见 [27]) 表明，在光球上面 2—3 万公里处磁场强度约为 600 高斯，而在 5 万公里处强度降到 360 高斯． 这就使我们可以推出日冕的磁场梯度．不过，考虑到日冕的物理状态随时间的变化很大，磁场结构又可能极为复杂，我们对日冕磁场梯度的测定值应当慎重对待．

总起来说，已有的对太阳大气磁场梯度的测量主要是对黑子区域上面的光球和色球进行的，不同的测量者所得到的结果相差不算太多．大致说来，梯度的数量级是 1 高斯/公里．这个梯度并不很大，因此我们可以认为，太阳大气中上层的磁场状况和下层的基本相似．当然，这个看法还是很粗略的．今后必须作出更加精确的测定，才能使我们对太阳大气各层磁场的状况有较深入的认识．

参 考 文 献

[1] Kiepenheuer K. O., 1953, *Ap. J.*, **117**, 447.
[2] Стешенко Н. В., 1960, *Изв Кр АО*, **22**, 49.
[3] Semel, 1962, *C. R. Acad. Sci.*, **254**, 3978.
[4] Howard R., 1962, *Ap. J.*, **136**, 211.
[5] Bray R. J., Loughhead R. E., 1974, The Solar Chromosphere.
[6] Бугославская Е. Я., 1950, *Тркды ГАИШ*, **19**, 144.
[7] van de Hulst H. C., 1953, 见 The Sun, ed. G. P. Kuiper, p. 207.
[8] Leighton R., 1963, 见 Stellar and Solar Magnetic Fields ed. R. Lüst, p. 158.
[9] Frazier E. N., 1970, *Sol. Phys.*, **14**, 89.
[10] Veeder G. J., Zirin H., 1970, *Sol. Phys.*, **12**, 391.
[11] Severny A. B., Bumba V., 1958, *Observatory*, **78**, 33.
[12] de Jager C., 1957, *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, **13**, No. 474,

133.
[13] Северный А. Б., 1966, *А. Ж.*, **43** 465.
[14] Вяльшин Г. Ф., Крат В. А., 1965, *Изв ГАО в Пулкове*, **24**, № 2, 26.
[15] Гопасюк С. И., Цап Т. Т., 1970, *А. Ж.* **47**, 1012.
[16] Pneuman G. W. et al., 1970, *Sol. Phys.*, **13**, 176.
[17] Newkirk G., Jr., 1971, 见 Physics of the Solar Corona, ed. C. J., Macris, p. 66.
[18] Schatten K. H., 1970, *Sol. Phys.*, **12**, 484.
[19] Rust D. M., Roy J.-R., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 569.
[20] King R. B., 1934, *Ap. J.*, **80**, 136.
[21] Houtgast J., van Sluilers A., 1948, *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, **10**, 325.
[22] Бумба В., 1960, *Изв Кр АО*, **23**, 212.
[23] Michard R., 1953, *Ann. Astrophys.*, **16**, 217.
[24] Hubenet H., 1954, *Z. Astrophys.*, **34**, 110.
[25] Барановский Э. А., Степанов В. Е., 1959, *Изв Кр АО*, **21**, 180.
[26] Барановский Э. А., 1960, *Изв Кр АО*, **23**, 304.
[27] Hewish A., 1962, 见 IAU Trans., XIB. 431.

第七章　太阳普遍磁场

太阳是否象地球那样具有一个普遍磁场，这是一个有着十分重要意义的问题．首先，普遍磁场的存在一定会影响到太阳的结构和演化；其次，已有的各种各样的关于太阳活动周期的理论解释也都要求整个太阳(尤其是高纬区域)具有磁性．第三,我们在下一章里将要谈到,太阳风把日面上的磁场带入了行星际空间,因此,太阳上的磁场情况如何一定对广阔的太阳系也有影响．由于有以上的意义，对太阳普遍磁场的探索从 1912 年起早就一直在进行了,而且受到了愈来愈大的重视．从 1912 年到现在，大半个世纪以来，人们对太阳普遍磁场的研究已经取得了不少结果，我们在本章前两节将对它们作综合介绍．但是,我们要着重指出的是,近年来的高分辨观测已发现了好些新奇微妙的现象(本章 § 3—§ 5)，其中有不少是目前还难以理解的．而且,最使人感到遗憾的是,甚至连太阳上究竟有没有普遍磁场，至今还不能完全断定．这些都意味着，关于太阳普遍磁场的研究，我们还有大量工作要做．

§ 1　普遍磁场的强度

黑尔对黑子磁场曾做了大量的创始工作,不仅如此,他也是太阳普遍磁场研究的奠基人．他和威尔逊山天文台的其他一些工作者一起,从 1912 年起就开始了太阳普遍磁场的观测工作(见文献[1—4])．他们假定太阳有一个和地球磁场相似的偶极磁场,磁极位于旋转轴极点附近,而且两极的磁场强度

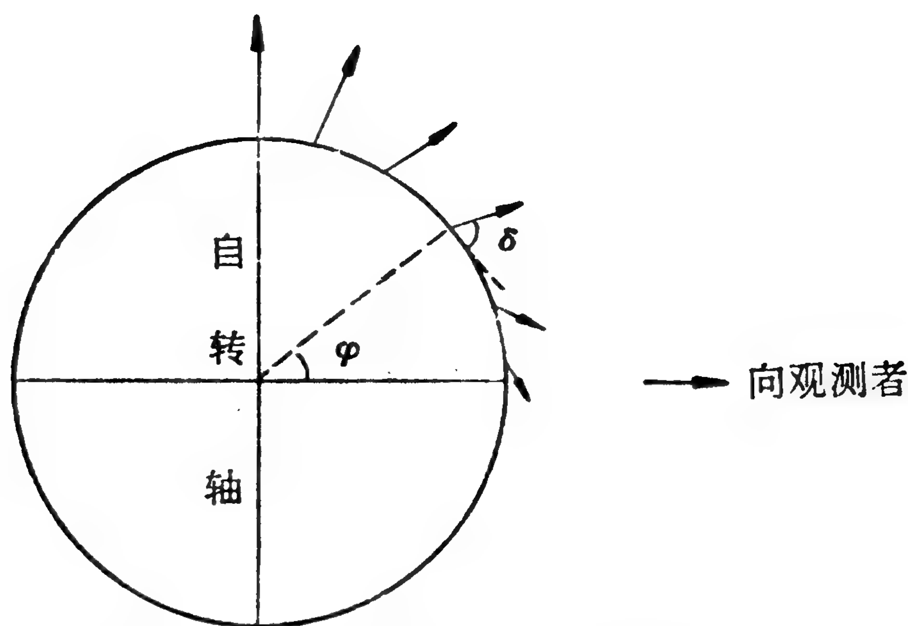


图 7.1　黑尔假定的太阳普遍磁场

的绝对值相等．于是，日面上纬度 φ 处的磁场强度就应是

$$H_{\varphi}=H_0\sqrt{1+3\sin^2\varphi}\,; \qquad (7.1)$$

式中 H_0 为太阳赤道上普遍磁场的强度．太阳的普遍磁场，除两极外，其磁力线都不在半径方向上，而是与切线相交成 δ 角．δ 与 φ 的关系是 $\tan\delta=2\tan\varphi$．公式（7.1）告诉我们，极区的磁场强度（H_p）是赤道上的两倍，即 $H_p=2H_0$．就我们观测到的磁场在视线方向的分量（H_v）而言，最大磁场强度应出现在纬度 $\pm 45°$ 的区域．H_v 与 φ 的关系如图 7.2 所示．黑尔及其同事们用 150 呎太阳塔观测，的确发现某些谱线显示了图 7.2 的性质（但并非所有的谱线都如此）．通过大量的观测，他们得出如下一些结论：（一）太阳普遍磁场的强度约为 25—50 高斯；（二）太阳普遍磁场的极性分布和地球磁场相似，即 S 极和 N 极分别位于几何北极和南极附近；（三）磁

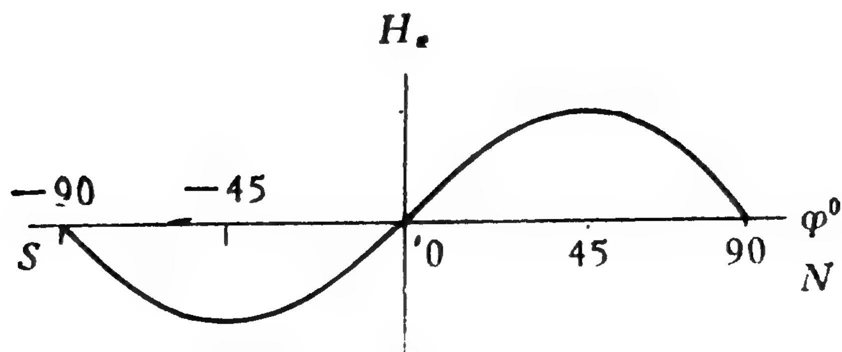


图 7.2　太阳普遍磁场的视向分量随纬度的变化

轴和自转轴有 6° 的交角；（四）用强线和弱线求得的普遍磁场强度不同. 黑尔等人对最后一项结果的解释是，普遍磁场随大气深度而变化，强线代表大气高层的比较弱的磁场，而弱线是在大气低层形成的，所以它们给出的磁场强一些.

继黑尔之后，又有许多天文工作者进行过太阳普遍磁场的观测，他们发现，黑尔的结果是值得怀疑的. 其实，太阳普遍磁场不一定存在，即使存在，它的强度也不过 1—2 高斯. 这样看来，黑尔的数值是极大地偏高了. 为什么会有这样大的偏差呢？应当指出，黑尔等人在 1931—1932 年又曾从事过太阳普遍磁场的测定，他们那次测得的强度为零. 因此，他们曾怀疑过太阳普遍磁场不是固定的，而是经常在变化. 现在我们已经知道，这种变化虽然确实是存在的，但造成偏差的更主要的原因却是黑尔早期的测量不够精确. 有人重测黑尔的光谱底片，得到了大不相同的结果. 具体说来，朗格日（Langez）[5]用比较精密的比长仪进行重测，得到 $H_p = 4$ 高斯. 不久前，斯坦佛罗[6]用自动化的测微光度计再次测量黑尔在 1913 年拍摄的上百张底片，结果是 $H_p < 5$ 高斯. 他们的结果都确凿地表明，黑尔早期求得的太阳普遍磁场的强度，由于观测资料处理上的缺陷，应当予以否定.

继黑尔的工作之后，不少人还曾用大型摄谱仪再加上法布里-珀罗干涉仪等装置来提高分辨率，去精密测量太阳普遍磁场的强度. 在冯·克吕贝尔的一篇综合报道[7]中对这方面的工作有详细的叙述. 我们引用他收集的一部分资料列成表 7.1，读者由此表可以看出一般情况. 至于更新的工作，我们将在下一节结合极性变异加以介绍.

§2 普遍磁场的极性变异

太阳普遍磁场与地球磁场是大不相同的，一个突出的差

表 7.1 太阳普遍磁场强度测量

年份	测量者	仪器	分辨率	记录方法	普遍磁场强度(G)
1913	黑尔[1-3]	光栅	20万	照相	≤+50
1933—1934	尼科尔森[8]	光栅	20万	目视	−3.6±1.7
1944	冯·克吕贝尔[9]	法布里-珀罗干涉仪	35万	照相	≪10
1948	蒂森(Thiessen)[10]	法布里-珀罗干涉仪		目视	−1.4±3.3
1948—1949	尼科尔森[11]	光栅	20万	目视	+2.3±3.3
1950	冯·克吕贝尔[12]	陆末(Lummer)片	60万	照相	<1—2
1951	蒂森[13]	法布里-珀罗干涉仪,光电信增管		目视	−2.4±0.5
1952	H. D. 和 H. W. 巴布科克[14]	光栅,磁象仪	60万	光电	很弱

别是,地球磁场的极性基本上恒定不变,而太阳普遍磁场的极性会在较短的时间内发生转换. 这正是太阳磁场研究中的一个重要课题.

谢维尔内[15]系统地整理了半个多世纪来太阳普遍磁场的强度和极性的观测资料,把它们绘成图 7.3. 图中横轴代表年代,M 和 m 分别代表太阳活动的峰年和谷年;纵轴代表 N 极与

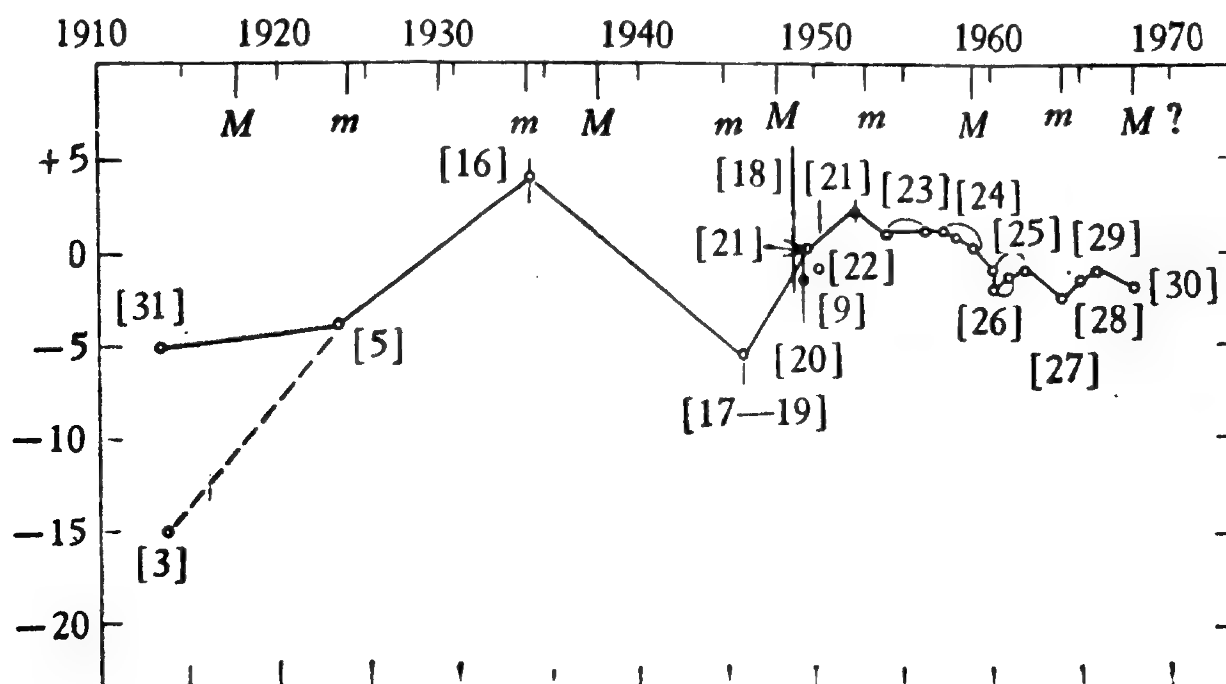


图 7.3 太阳普遍磁场的强度和极性随时间的变化

S 极的磁场强度之差．由图容易看出，这个差值有时为正，有时为负．这意味着，太阳普遍磁场的极性分布有时和地球磁场相反，有时却相同．值得注意的是，极性变换大约发生在太阳活动的峰年，而普遍磁场强度的最大值则一般出现在谷年（黑尔[3]的观测结果除外）．

在 1957—1958 年，H. D. 巴布科克[24]第一次直接观测到太阳普遍磁场的极性变换．在太阳物理学的历史上，这是一件引起了轰动的大事．他用黑尔太阳实验室的磁象仪进行持续观测，发现太阳几何南极区的磁场在 1957 年 3—7 月逐渐由 S 极变为 N 极，而几何北极区的磁场在 1958 年 11 月间极其突然地由 N 极变为 S 极．他的观测表明，太阳普遍磁场的极性反转，至少在这一次，不是在南北两极同时发生的．从 1957 年年中到 1958年末的一年半左右的时期里，太阳南北两极的极性都是 N 极．这个奇怪的现象，给太阳磁场的研究增添了一个有趣而困难的课题．瓦尔德迈耶（Waldmeier）[32] 指出，这次极性变换发生在太阳活动峰年[1)]，南半球的太阳黑子相对数比起北半球来早一年达到极大，这一情况同南半球的磁性反号早于北半球也许有一定关系．

从上述情况我们可以认为，太阳普遍磁场的极性转变大概是经常性的现象，很可能每逢活动峰年都要发生一次．如果实际情况是这样，那么，太阳普遍磁场就和黑子磁场一样，都具有 22 年的磁周．H. W. 巴布科克[33]用太阳的较差自转来解释太阳活动周的理论，能够在一定程度上说明这一现象．这个理论的详细情况，我们在第十一章 § 3 中再作介绍．

最后，我们还要谈到，在第 20 周的太阳活动峰年（顶峰在 1968 年）期间并没有发生普遍磁场的极性反转，这是出人意

1）这是太阳活动的 19 周的峰年，也是自从有太阳黑子相对数正式记录两百多年来最强的一次太阳活动峰年．

料的．按吉莱斯皮（Gillespie）等人[34]的观测，这次极性变换延迟了一段时间，发生在 1971—1972 年．为什会推迟三、四年呢？现在对此还很难作出解释．

§3 普遍磁场的精细结构

近年来，威尔逊山和克里米亚两个天文台对太阳普遍磁场进行了大量的、精细的观测，发现普遍磁场并不是以前所想像的整齐的偶极磁场，而是具有极为复杂的精细结构．这些观测结果，从根本上改变了人们对太阳普遍磁场的认识．

首先要指出，普遍磁场的测量结果与仪器的分辨率关系极大．在 1952 年以前，通过谱线的塞曼分裂来测量普遍磁场的强度，误差与测出的强度本身相仿佛．巴布科克父子用他们创制的光电磁象仪进行测量，灵敏度比照相方法至少提高了一个数量级，其测量误差由光电测试系统的“噪声”决定．为了增加讯噪比，他们采用了长而宽的狭缝，使分辨率降低到 40″×70″；这样一来，普遍磁场的许多细节却又无法测出了．根据谢维尔内[28]的分析，威尔逊山天文台后期所采用的分辨率 23″ × 23″，对于直径不超过 8′ 的细节（这占普遍磁场细节总数的 40％）都检测不出来；而克里米亚台的分辨率 2″.5 × 9″，对于 3″ 以下的细节（这约占总数的 10％）就无法记录了．现在认为，太阳普遍磁场最小的组成单元的直径约为 2″1)，这只比光球米粒略大一点．

磁象仪的观测告诉我们，太阳表面上密密麻麻地布满了不可胜数的磁场细节．图 7.4 就是一个实例．从图上可以看出，不同极性和强度的磁场细节互相交错聚集在一起．因此，如果我们只凭日面上少数几个点的记录来了解整个普遍磁

1）这可能是由于目前太阳磁场测量的最高空间分辨率只有 2″所致．

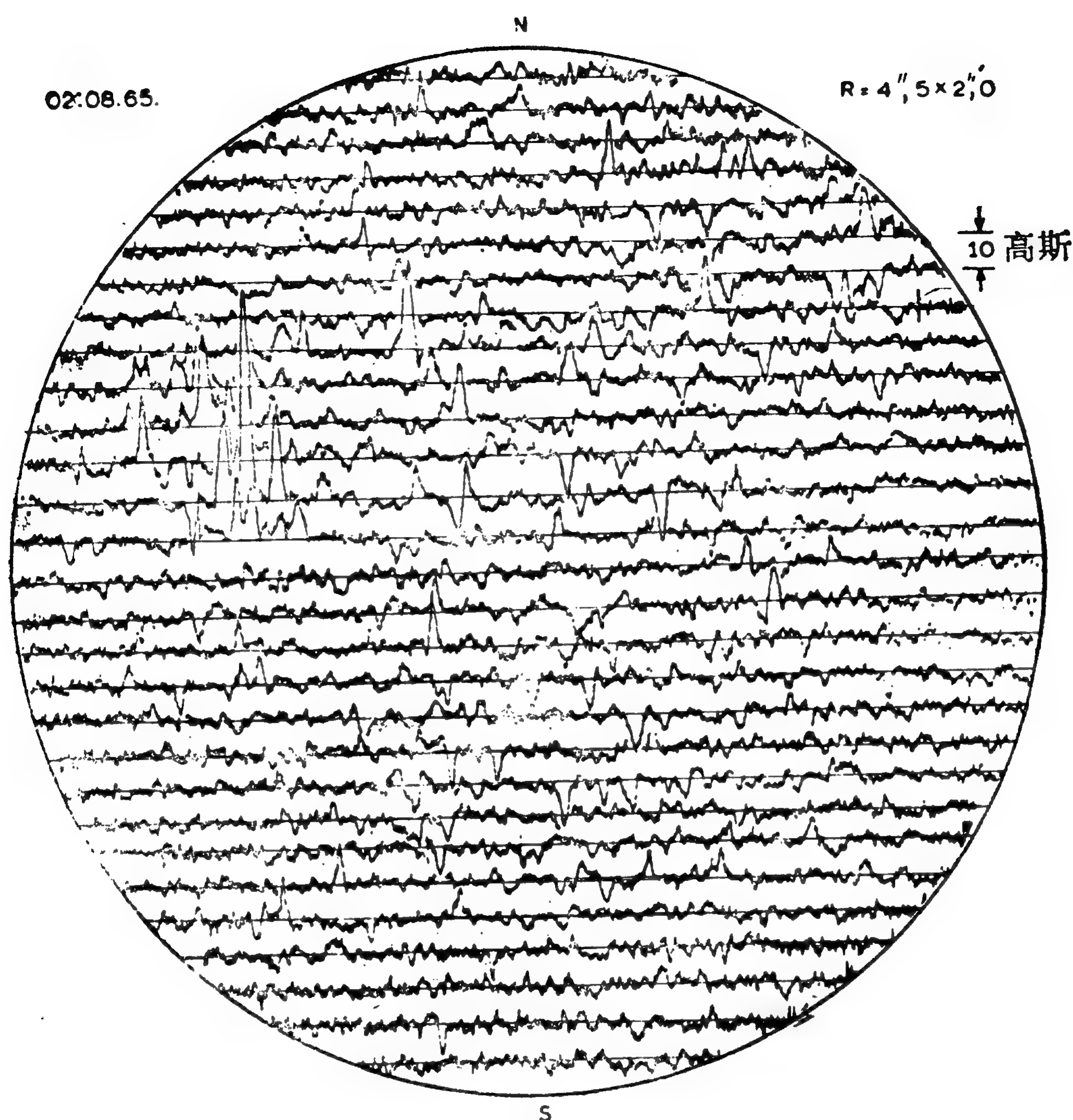


图 7.4　日面上的磁场细节

场,不啻是“瞎子摸象”,只能得到一鳞半爪的知识.

更有说服力的是斯坦佛罗[31]不久前在威尔逊山台观测的结果. 他发现太阳极区的磁场在经度上的分布也是很不均匀的, 完全没有旋转对称性, 却好像有 N、S 相间的扇形结构(见图 7.5). 这提醒我们,如果不是对一个完整的自转周测定普遍磁场的强度和极性,我们就可能得出完全错误的结论.

上述事实都告诉我们,太阳普遍磁场是高度不均匀的,它具有非常复杂的精细结构. 黑尔等人的早期观测, 由于所用仪器的分辨率太低,未能观测出磁场的细节,所以他们得到的结果很不可靠. 现在,在取得较高分辨率的磁图以后,有人认

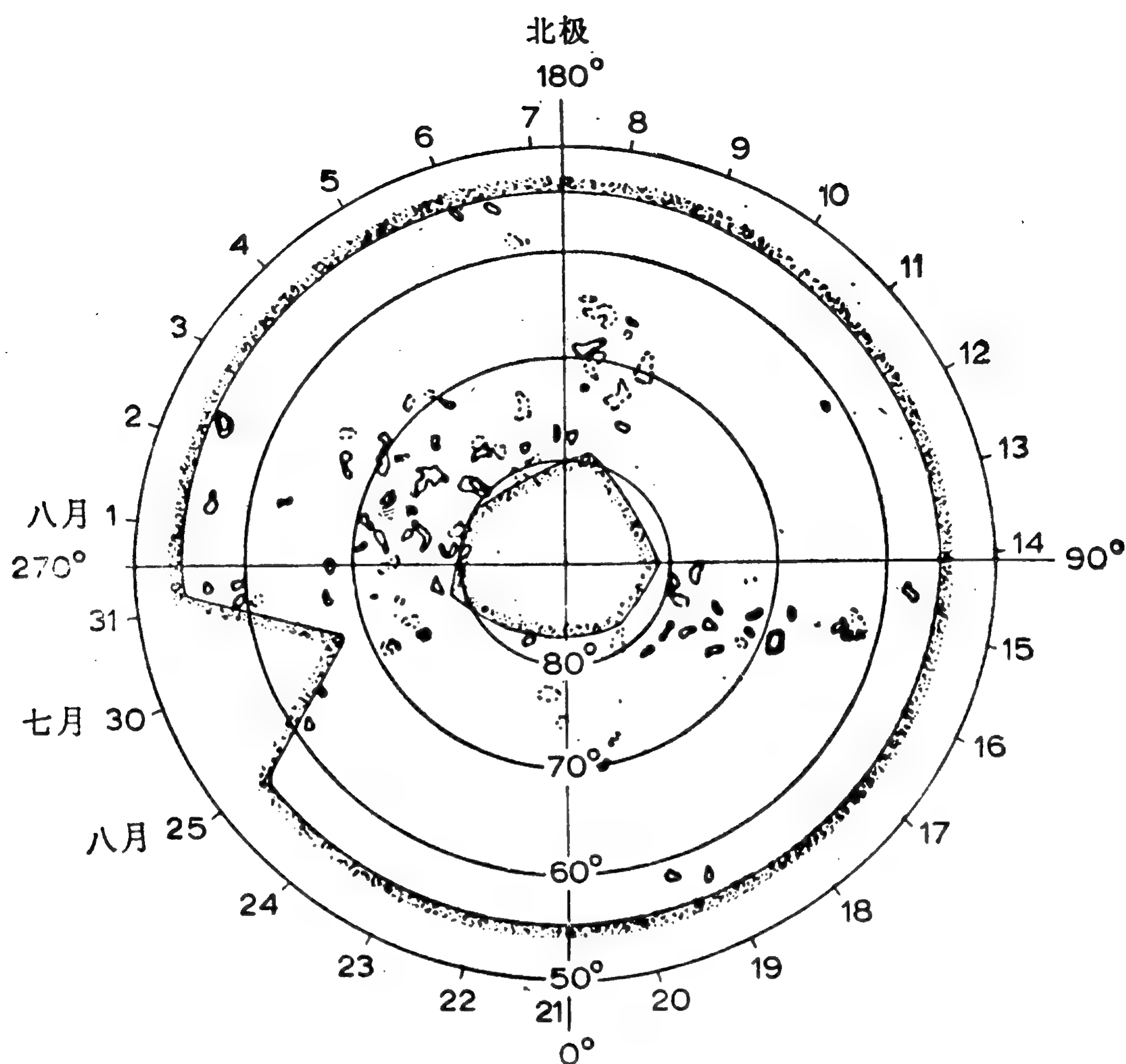


图 7.5 极区磁场经度分布的不均匀性

为，太阳上并不存在着完整的普遍磁场，而是具有非常多的、分散的、细微的局部磁场．这一观点是否正确，还有待于进一步的研究．

§4 普遍磁场的快速变化

本章前两节已经谈过，无论就强度或极性来说，太阳普遍磁场都是在不断地变化着，其中一部分变化与太阳活动的22年磁周有关．在这一节里，我们要进一步谈到，普遍磁场还有快速的、不规则的变化．

普遍磁场的这种变化首先是巴布科克父子[23]发现的．他们在1954年7月29日至8月1日察觉到，太阳普遍磁场的 S 极一度消失，经过13天又再度出现．他们认为，这是由于

地球的日心纬度发生变化，使得在一段时期内太阳的 S 磁区隐藏到太阳的背后去了.但是,后来的大量观测否定了他们的解释. 实际上,太阳普遍磁场的一个磁极消失,已经是屡见不鲜的现象. 此外，在太阳几何南北两极同时出现相同极性的磁场,也不是很稀罕的事.在 1965 年,谢维尔内[28]分析克里米亚和威尔逊两天文台的资料,发现了太阳极区磁场的短期(一天左右)变化（见图 7.6）. 值得注意的是,N 和 S 两种极性的磁场基本上是同升同降的;此外,在强度变化的同时还可能出现极性变异. 这些都告诉我们,太阳普遍磁场是很不稳定的.

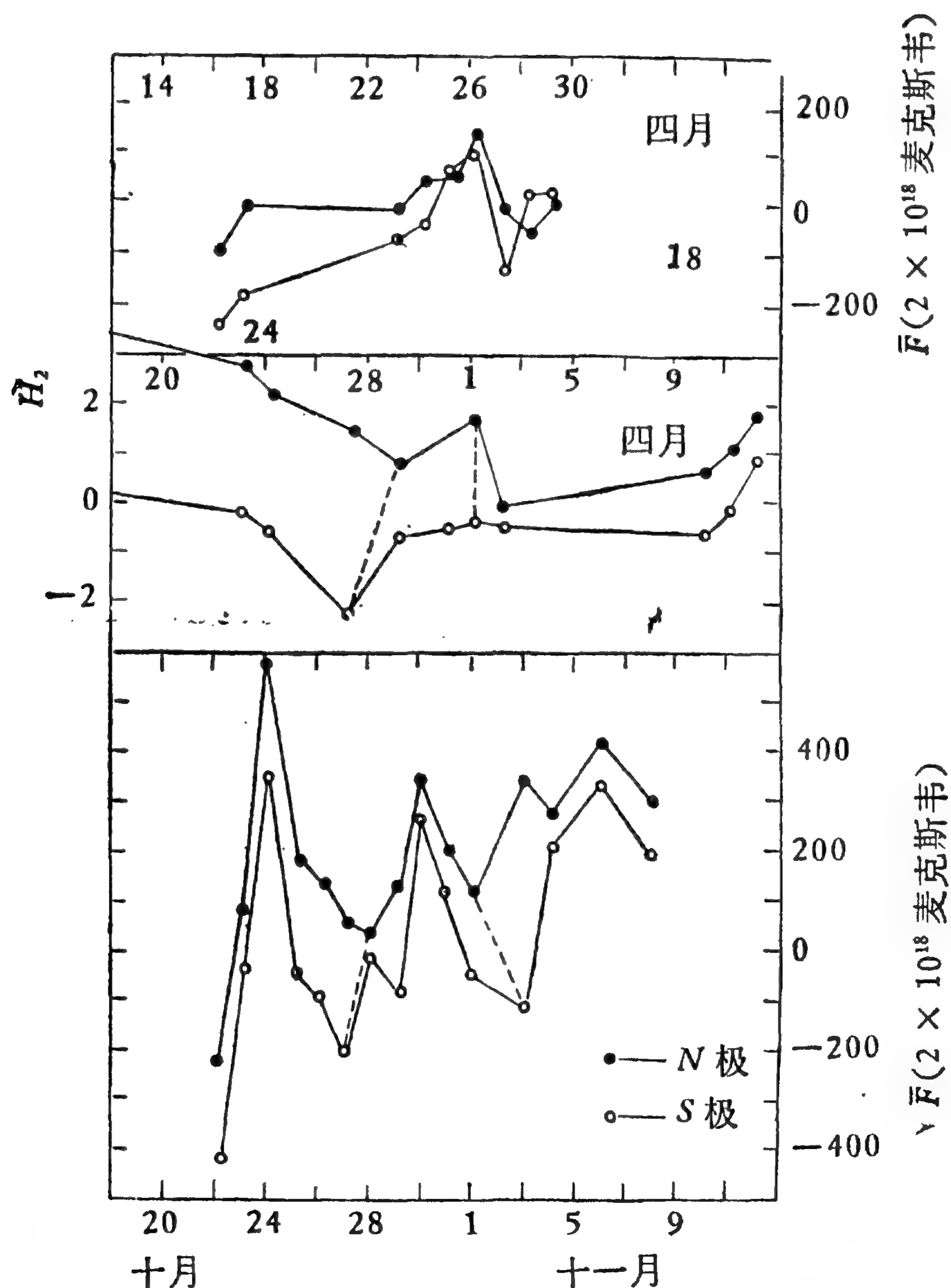


图 7.6　太阳极区磁场的快速变化（F 为磁场流量，H 为磁场强度）

至于它为什么会有各种长期的和短期的变化，现在还没有确切的答案.

近年来，天文工作者又发现太阳表面物质的速度和亮度都在作周期性的变化，周期大约是 300 秒. 这种现象就是所谓的五分钟振荡. 这里要强调指出，太阳磁场也呈现出这样的振荡. 坦南鲍姆（Tanenbaum）等[35]用磁象仪进行定点观测，即连续几小时对准日面上的一点进行观测.（观测时需要以一定的速率不断地向西扫描，以抵消太阳自转的影响.）从他们的观测记录（例如图 7.7，这是三小时的记录）可以看出，尽管磁场讯号一直受到“噪声”的干扰，磁场的周期性起伏还是很明显的. 根据大量的观测资料及其相关分析，我们可以看出这种磁场起伏的一些主要特点：（一）太阳磁场不断地作周期性的振荡；（二）磁场振荡的周期与速度场相同，都是 5 分钟左右；（三）这两种振荡的相位基本吻合，（四）Fe I λ5250（主要在光球内形成）和 Mg I λ5173（主要在色球低层形成）两条谱线都显示出这种振荡；（五）磁场强度振荡的幅度约为 1—2 高斯；（六）无论在弱磁场（< 5 高斯）还是强磁场（～80 高斯）区域，都有这种振荡.

谈到这里，读者会问，为什么日面局部磁场会不断地作五分钟振荡？为什么磁场与速度场的振荡基本上是一致的？这

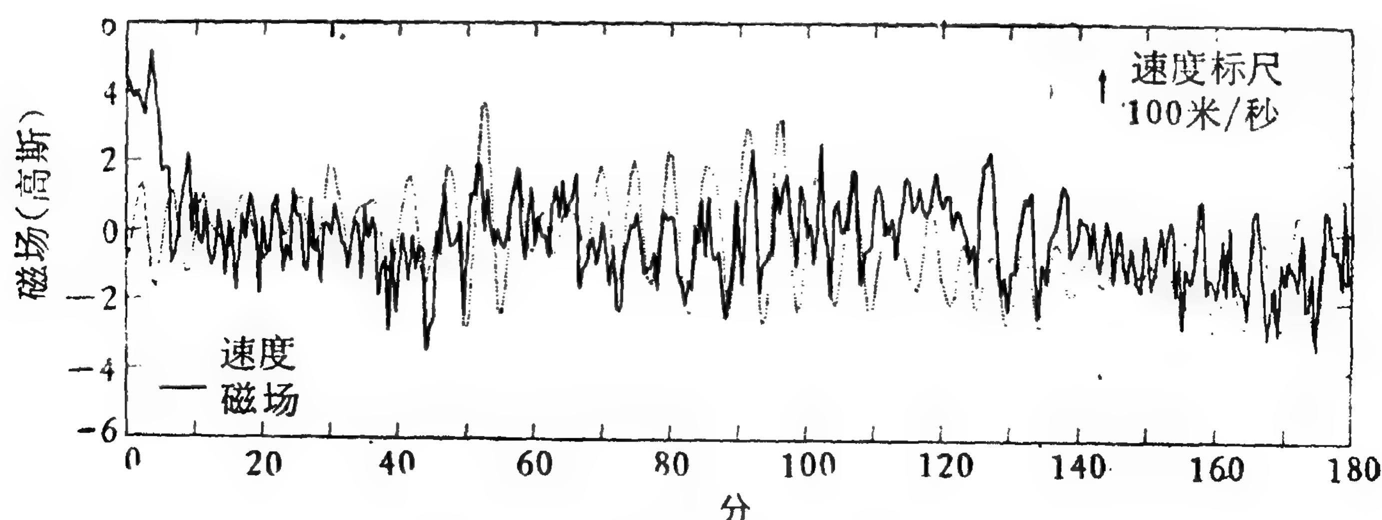


图 7.7 日面磁场的快速变化

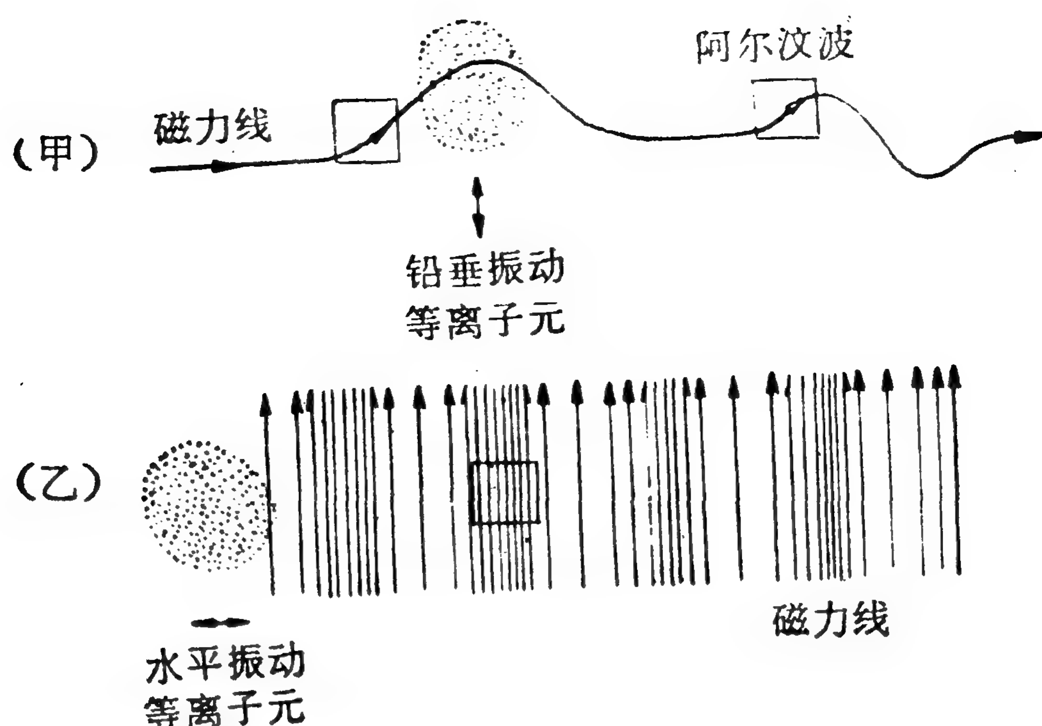


图 7.8 等离子体的振荡对视线方向磁场强度的影响

些疑问现在还难以作出回答.坦南鲍姆曾提出过一种解释,我们可以介绍一下.他认为,日面等离子体的运动会影响视线方向上的磁场强度. 稍微详细说来,他的这个概念包含以下两点内容. 第一,垂直振荡的等离子体会使水平磁场作周期性变化. 在图 7.8(甲)中,一团等离子体作上下振荡,如果磁力线"冻结"在等离子体中,那么,从水平方向进入它的磁力线也将作一上一下的振动. 假如我们观察的是图中的小方框区域,那里的磁力线就不再是水平的,这样一来,视线方向上的磁场强度就会改变. 随着等离子体的振荡,磁力线的强度不断变化,因而视线方向上的磁场强度也呈现出相同周期的振荡.第二,水平振荡的等离子体可以使垂直磁场作周期性的变化[见图 7.8(乙)]. 这是因为,等离子体元的振荡使物质忽疏忽密,穿过小方框的磁力线的数目也相应地不断改变,这就是磁场强度的变化. 上述两种情况在原理上是类似的,但它们有一个重要的区别. 前者给出磁场强度的平均值是零,而后者给出的不是零. 我们对太阳局部磁场观测到的振荡,很可能是这两种情况综合的产物.

顺便指出，约锡巴（Иошпа）等人[36]对太阳整体磁场[1)]进行精细观测（精度约为 0.2 高斯），并对观测资料进行相关分析，他们发现整体磁场也呈现出类似五分钟振荡的变化，周期在 300 秒与 400 秒之间．这也许意味着，我们应当把太阳的磁场同速度场和亮度场结合起来进行综合研究，才能对太阳上等离子体的物理状态有一个比较完整的认识．

§5　太阳的整体磁场

在这一节里我们要讨论一个有意义的问题：如果我们把太阳看作一个像恒星那样的点光源，它会具有什么样的磁场？对于这个问题，现在已经有如下几项研究工作．

谢维尔内[28]借助高分辨率（$2.''3 \times 9''$）的磁图先求出各处的磁场流量，然后再分别对 N 和 S 两种磁极求流量的总和（F_N 和 F_S），最后计算出剩余磁流（$\Delta F = F_N - F_S$）．他发现，在一天之内，ΔF 会有明显的变化（$\Delta F/4\pi R_\odot^2$ 可从 -0.6 高斯变为 $+0.5$ 高斯）．这个方法的缺点是，作一次高分辨率的磁图扫描往往需要几小时，而在这段时间内太阳普遍磁场本身可能已发生了不容忽视的变化．

邦巴等[37]从 1961 年 4 月开始，用与上面类似的方法，在七个太阳自转周内借助低分辨率（$23'' \times 23''$）的日面磁图来求剩余磁流． 他们发现，剩余磁流的变化与逐日黑子相对数的变化相近，但有一定的时间间距．这个方法的缺点是，由于分辨率低，大约一半的磁场细节无法记录下来．此外，日面边缘区（与日面中心的角距大于60°）的磁场也没有被考虑进去，而它们的磁流与日面中心区不相上下．

为了更有效地研究整个太阳的磁场，克里米亚天文台[38]

1）定义和观测方法见下节．

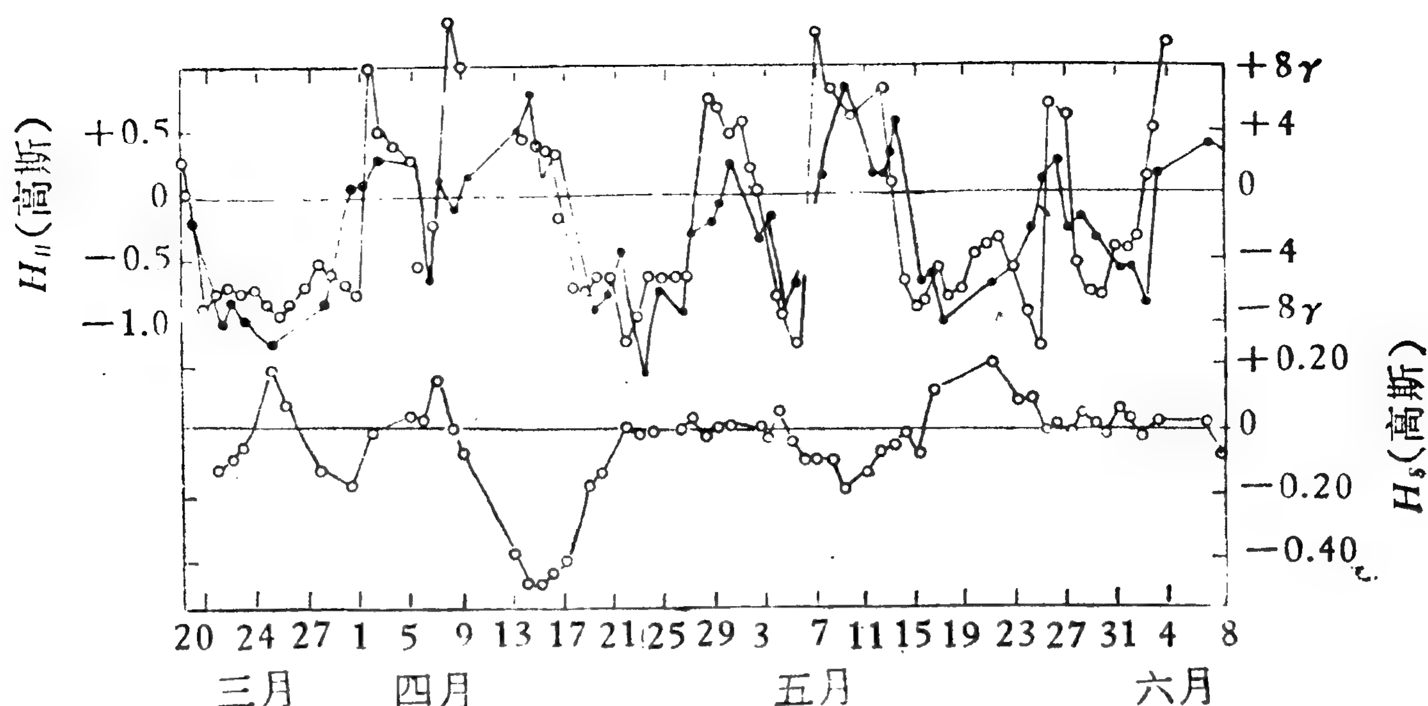


图 7.9 太阳整体磁场强度(上图"●")与行星际磁场纵向分量的平均值(上图"○")的比较. 下图为黑子的剩余磁流

从 1967 年初开始，让没有成像的太阳光从定天镜反射后直接射进磁象仪的狭缝，用 Fe I λ5250 谱线进行观测. 这样测出的磁场是日面各部分纵向磁场的平均值（以日面上的亮度分布作为权重函数)，称为整体磁场. 图 7.9 给出了这种磁场强度随时间的变化. 为了说明黑子磁场对整体磁场的影响，在图 7.9 的下面单独描出了逐日的黑子剩余磁流($H_S = 0.15 \sum_i S_i H_i / \pi R_\odot^2$，此处 H_i 为第 i 个黑子的磁场强度，S_i 为它的本影和半影面积总和，0.15 是本影与半影面积之比的平均值).

从图7.9的图形,可以归纳出如下几点很有意义的结果.

（一）太阳整体磁场呈现出有规则的变化,磁性交替地为 N 或 S. 大致说来，在每个太阳自转周内变化两次. 对这个现象的很自然的解释是,整个日面上的磁场可分为几个区域,相邻区域的极性相反，各区的分界线大致与日面经度线平行(见图7.10);由于太阳在自转,我们有时观测到太阳整体磁场的 N 极,有时看到的是它的 S 极.

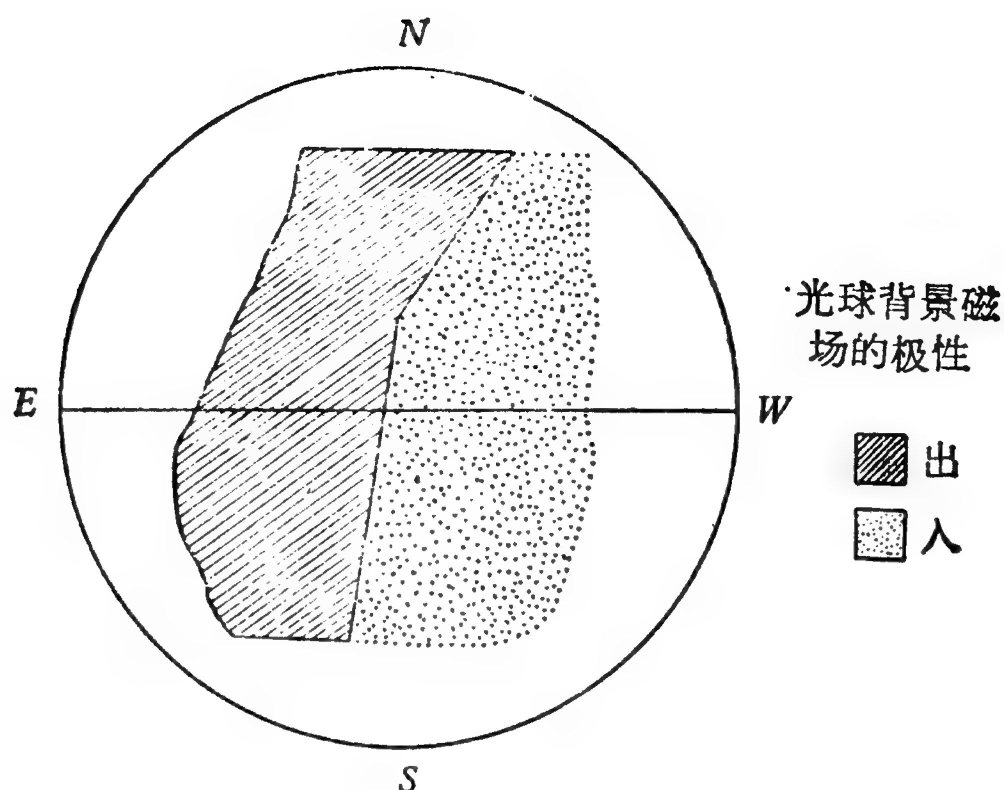


图 7.10　日面上的磁场分区

（二）令人吃惊的是，太阳整体磁场与行星际空间磁场有密切的联系．具体说来，后者的纵向分量的平均值随时间的变化（改正了太阳风从太阳“吹”到地球所需要的时间间隔 $4\frac{1}{4}$ 天）与太阳整体磁场的变化曲线几乎完全一样！这清楚地告诉我们，行星际空间的磁场直接受太阳磁场的支配．关于这方面的情况，我们在下一章 §1 里还将作更详细的叙述．

（三）比较图 7.9 上、下两部分可以知道，黑子磁场与太阳整体磁场的变化不是同位相的，而往往具有相反的位相．这就告诉我们，黑子磁场对太阳整体磁场的贡献一般说来是微不足道的．这一点不难理解．因为，黑子磁场虽强，但它们在日面上所占的面积毕竟是很小的一部分．

（四）太阳整体磁场的变化周期，对 N 极和 S 极来说，略有不同．就 1968 和 1969 这两年的资料而论，连续两个 S 极出现的时间间隔的平均值是 27.6 天，而 N 极的相应数值是 26.8 天．这可以解释为 N 极平均说来比 S 极转得快一些；也可以认为，这是由于 N 极的平均位置很接近太阳赤道，而 S 极

的平均位置在日面纬度 20° 附近的缘故. 现在看来，第二种解释也许更合理一些，因为，在 1968—1969 年较大的 N 极黑子群确实比 S 极黑子群的纬度低一些.

长时期来，人们对太阳磁场的基本看法是：除黑子和局部活动区外，日面上的广阔区域都是受着太阳普遍磁场支配的，普遍磁场使太阳南、北两半球的极性相反，形成南北对峙的局面. H. W. 巴布科克[23]从这一观点出发，用太阳的较差自转使普遍磁场的磁力线发生扭曲来解释太阳活动的成因、黑子磁场的极性变换规律等. 这具有一定的说服力. 但是，现在要着重指出的是，前面所述的一系列观测事实告诉我们，太阳不仅有南北相峙的普遍磁场，同时还具有东西对立的整体磁场. 乍看起来，这两个概念是格格不入的，无法并存. 实际上，太阳磁场正是这两种互相矛盾着的磁场的统一体. 矛盾的双方是有同一性的，它们都与太阳活动有关. 对于普遍磁场，前面提到过的巴布科克理论早已阐明过它与太阳活动的关系. 至于整体磁场，近年来也发现了一个有意义的事实，即太阳活动现象往往出现在整体磁场相邻区域的边界附近[39]. 关于这一点，我们可以从图 7.11 看出. 图中纵轴代表 1^+ 级以上耀斑出现的百分数，横轴代表边界距日面中心经线的时间差.

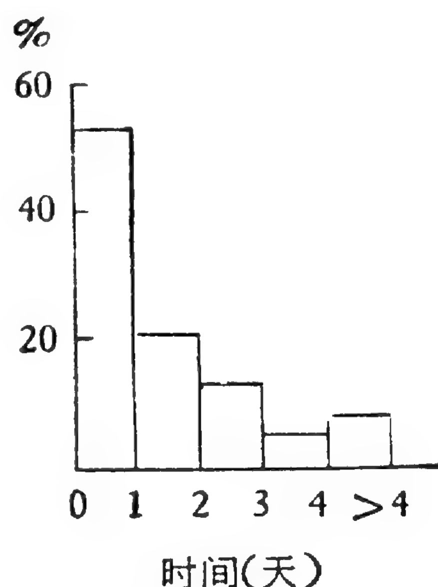


图 7.11 耀斑出现次数与整体磁场边界的关系

太阳整体磁场与恒星磁场颇有类似之处. 本书第九章将要谈到，恒星磁场的若干现象可以用斜转子模型(即磁轴与自转轴交角较大的偶极磁场)加以解释. 问题在于，在这种模型中，偶极磁场的轴线必须与恒星的自转轴大致垂直. 这种情况在恒星中可能存在，例如北冕座 β 星的这两个轴的交角就

是 87°[40]. 可是,对于太阳来说,这个条件在多大程度上得到满足,目前还不十分清楚.

不久前,有三位天文工作者[41]试图把普遍磁场与整体磁场这两个似乎截然不同的概念融合在一起. 他们认为,如果太阳普遍磁场与整体磁场的极性分布分别如图 7.12 中(甲)和(乙)所示,那么它们结合在一起就构成(丙),实际上也就是(丁). 这样的合成磁场可以在日冕里面产生出盔状物和冕流[见(戊)].

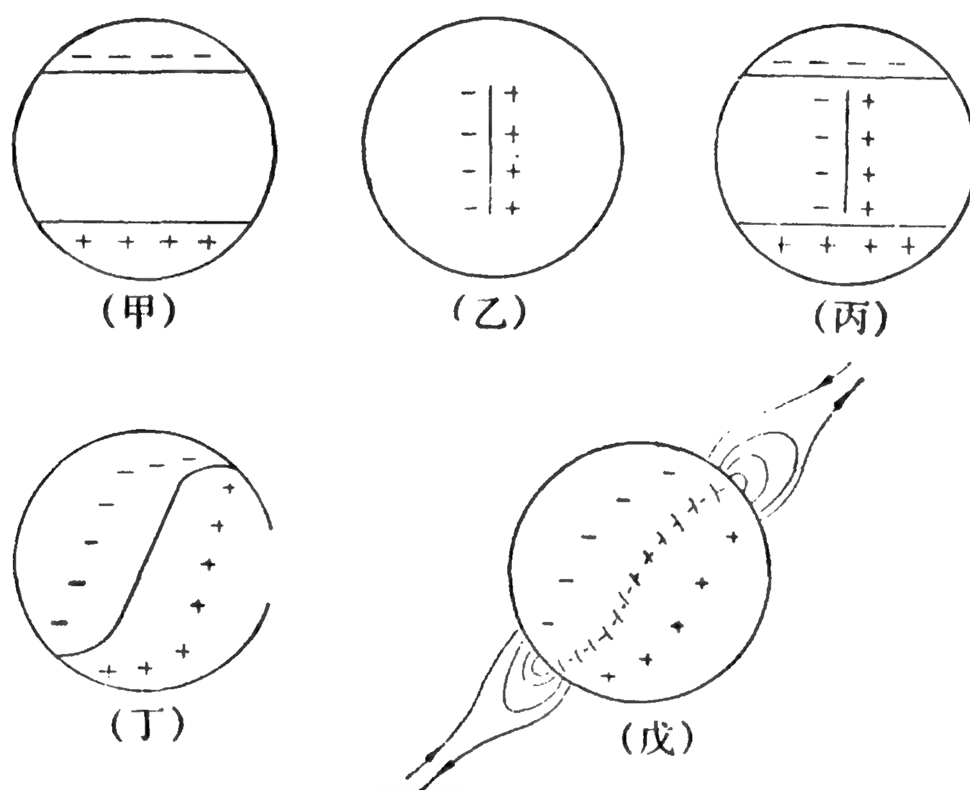


图 7.12 普遍磁场与整体磁场的结合

参 考 文 献

[1] Hale G. E., 1913, *Ap. J.*, 38, 27.
[2] Hale G. E., 1914, *P.A.S.P.*, 26, 146.
[3] Hale G. E., 1918, *Ap. J.*, 47, 206.
[4] Seares F. H., 1913, *Ap. J.*, 38, 99.
[5] Langez R., 1936, *P.A.S.P.*, 48, 208.
[6] Stenflo J. O., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed, R. Howard, p. 714.
[7] von Klüber H., 1955, 见 Vistas in Astronomy, ed. A. Beer, vol. 1, p. 751.
[8] Nicholson S. B. et al., 1934, Mt. Wilson Annual Reports, 138.

[9] von Klüber H., 1954, *M.N.R.A.S.*, **114**, 242.
[10] Thiessen G., 1949, *Z. Astrophys.* **26**, 130.
[11] Bowen I. S., 1949, *P.A.S.P.*, **61**, 245.
[12] von Klüber H., 1954, *M.N.R.A.S.*, **114**, 242.
[13] Thiessen G., 1952, *Nature*, **169**, 147.
[14] Babcock H. D., Babcock H. W., 1953, *Ap. J.*, **118**, 387.
[15] Severny A., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 675.
[16] Adams W. S., 1934, Ann. Rep. Mt. Wilson Obs., C. I. W. Yearbook, 138.
[17] Babcock H. D., 1948, *P.A.S.P.*, **60**, 244.
[18] Thiessen G. J., 1946, *Ann. Astrophys.*, **9**, 101.
[19] Thiessen G. J., 1952, *Z. Astrophys.*, **30**, 185.
[20] Adams W. S., 1949, Ann. Rep. Mt. Wilson Obs., C. I. W. Yearbook, 12.
[21] Babcock H. W., Cowling T. G., 1953, *M.N.R.A.S.*, **113**, 357.
[22] Kiepen heuer K. O., 1953, *Ap. J.*, **117**, 117.
[23] Babcock H. W., Babcock H. D., 1955, *Ap. J.*, **121**, 349.
[24] Babcock H. D., 1959, *Ap. J.*, **130**, 364.
[25] von Klüber H., 1965, 见 Stellar and Solar Magnetic Fields, p. 144.
[26] Howard R., 1965, 见 Stellar and Solar Magnetic Fields. p. 129.
[27] Северный А. Б., 1966, *Изв Кр АО*, **35**, 97.
[28] Северный А. Б., 1967, *Изв Кр АО*, **33**, 3.
[29] Stenflo J. O., 1968, Acta Univ. Lund, Sectio II, N. 1, 5.
[30] Stenflo J. O., 1970, *Sol. Phys.*, **13**, 42.
[31] Stenflo J. O., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 714.
[32] Waldmeier M., 1960, *Z. Astrophys.*, **49**, 176.
[33] Babcock H. W., 1961, *Ap. J.*, **133**, 572.
[34] Gillespie B. et al., 1973, *Ap. J.*, **186**, L85.
[35] Tanenbaum A. S., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 348.
[36] Ioshpa B. A. et al., 1973, *Sol. Phys.*, **29**, 385.
[37] Bumba V. et al., 1967, 见 Magnetic and Related Stars, ed. R. C. Cameron, 131.
[38] Severny A., 1969, *Nature*, **224**, 53.
[39] Bumba V., Obridko V. N., 1969, *Sol. Phys.*, **6**, 104.
[40] Wolff S. C., Wolff R. J., 1970, *Ap. J.*, **160**, 1049.
[41] Svalgaard L. et al., 1974, *Sol. Phys.*, **37**, 157.

第八章　太阳系的磁场

前面，我们用了四章的篇幅对太阳的磁场作了比较全面的描述．在这一章里，我们将要介绍太阳系内其他天体（不包括地球）的磁场和行星际空间的磁场．大家知道，太阳是太阳系的主体，是太阳系中唯一的恒星．正如在质量上太阳占了绝对优势（太阳的质量是太阳系总质量的 99.865%）一样，就磁场来说，太阳也居于主导地位．由于强劲而持续的太阳风刮个不停，太阳磁场从日面延伸出来，弥漫在几乎整个太阳系的辽阔空间，使行星和卫星的磁场都受到影响．行星和卫星也有它们自身的磁场，在星际航行时代开始以后已有可能对它们作直接的探测．虽然这方面的工作目前还处于初始阶段，但近年来对于月球、木星、水星、火星和金星磁场的研究已经取得了可喜的成果．

§1　行星际空间磁场

还在星际航行实现以前，天文工作者对于行星际空间的物理状态就曾作过一些揣测．例如，彗星的尾巴总是背着太阳，以前一般都认为，这是太阳辐射压力作用的结果．但是后来发现，这种解释有不少破绽．主要是，彗尾往往并不正好在太阳和彗星的联线上，而会挪后几度．另外，彗尾物质运动的加速度很大，这也不是光压所能造成的．1951 年，比尔曼(Biermann)[1] 提出，彗尾的成因可能是太阳不断地向行星际空间发射出等离子体流．查普曼(Chapman)[2]在 1954 年又指出，日冕等离子体的导热率很高，可以使地球附近空间的温度高

达几十万度. 帕克(Parker)[3]在 1958 年则进一步指出,日冕不存在流体平衡,而是在不断地膨胀,这就形成所谓的太阳风. 由于日冕等离子体的导电率很高,加之范围很大和磁场“冻结”在等离子体里,磁场就和物质一起向外跑,使太阳磁场扩张到行星际空间. 此外,由于这种粒子流受到太阳自转的作用,磁力线会卷曲成阿几米德螺线. 这些在空间天文时代刚开始时所作出的预言,很快都被太空探测证实了.

行星际空间的磁场是有规则的,这和日面磁场的纷繁杂乱形成鲜明的对比. 现在已经肯定,以太阳为中心的整个行星际空间分成几个扇形磁场区域,每个区域内的极性几乎到处相同,而相邻区域的极性相反. 有的磁力线指向太阳(在图 8.1 中用“—”号表示),有的指离太阳(“+”号). 在地球附近,扇形磁场的分界线与日地连线大致成 45° 的交角.

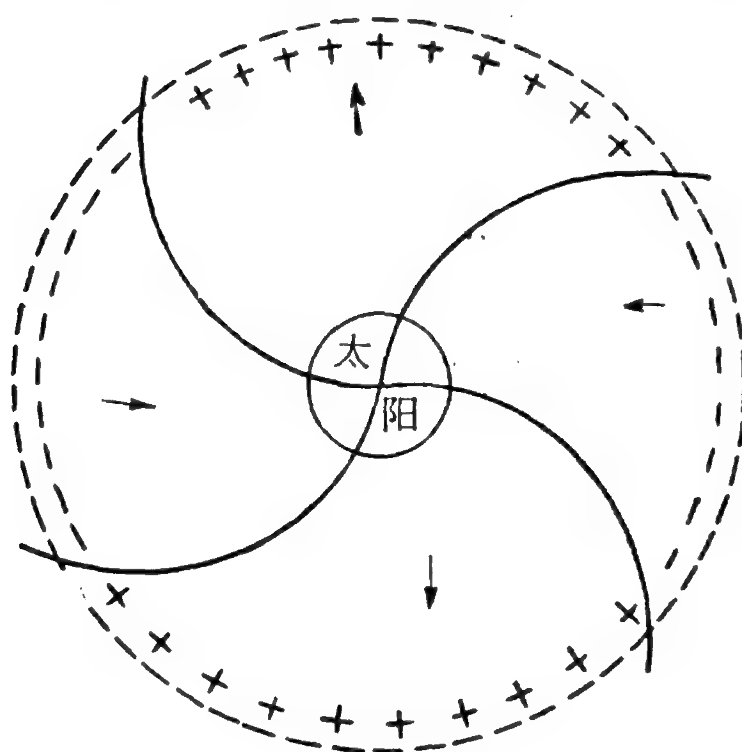


图 8.1 行星际空间磁场的扇形结构

行星际空间的扇形磁场随太阳一起旋转,都是大约 27 天转一周. 在地球轨道附近,自转速度是 440 公里/秒. 观测表明,扇形磁场分界层扫过地球最多需要 5 分多钟的时间,由此可知,分界层的厚度不超过 15 万公里.

R　转数　第一天　Cs

水手2号

顽童1号

顽童2号

水手4号

符号		·	2	3	4	5	6	7	8	█
Q •	0	1 15	16 30	31 45	46 60	61 80	81 100	101 130	131 170	171
C9 •	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Cp •	0.0 0.1	0.2 0.3	0.4 0.5	0.6 0.7	0.8 0.9	10 11	12 14	15 18	19	20 25
Ap •	0 4	5 7	8 10	11 13	14 17	18 24	25 40	41 91	92 140	141 400

图 8.2　1962—1968 年行

R9 转数 第一天 C9

水手4号

顽童3号

先锋6号

探险者33号

探险者33号

星际空间磁场的扇形结构

长期的观测告诉我们，行星际空间磁场的扇形结构并不是固定不变的．图8.2是根据1962—1968年几个人造天体的观测资料综合绘成的，它用逐日的地磁活动指数（C_9，分为0—10级）来表征行星际磁场的强度．图中淡的阴影区代表磁力线指离太阳的扇形区域．浓的阴影区代表磁极性相反的扇形区域．由图可以看出，有时（例如在1963年的大部分时间）扇形磁场几乎不存在，而有时（例如1965年全年）扇性磁场很显著．另外，有可能，在一个太阳自转周里只观测到两个扇形区域，而在另一个自转周里却观测到三、四个扇形区域．自相关分析表明，有时扇形磁场的自转周期不是27天，而是28天．以上这些和其他一些现象，都表明扇形磁场结构还有许多值得我们进一步探索的奥秘（详细情况见[4]）．

我们在上一章最后一节曾谈到，太阳的整体磁场与行星际空间磁场有密切的联系．就极性来说，二者的联系就非常明显．图8.3中的折线代表太阳的整体磁场，水平直线旁边的斜线代表行星际空间磁场的极性．实际情况是，太阳整体磁场一转换极性，行星际磁场也立即改变极性，而且每次如此，一点不差．还有人对日面不同纬度的磁场分别作过相关分析，发现了它们与行星际空间磁场的联系[5]．因此，行星际磁场是太阳磁场的延续，这一点可以说是确定无疑的了．

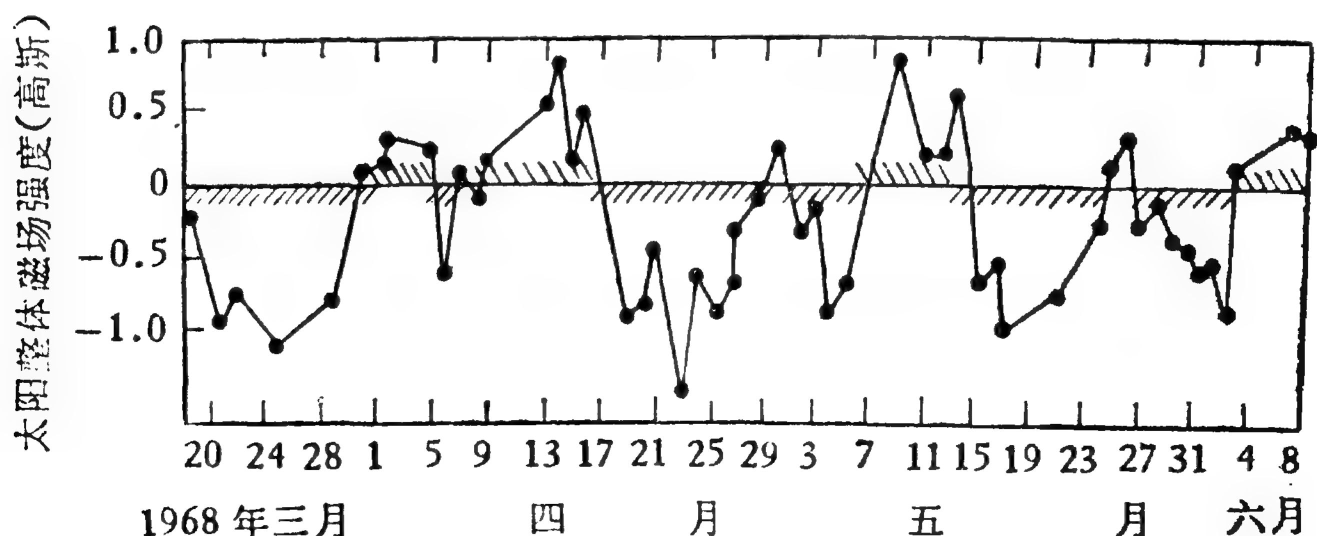


图 8.3　太阳整体磁场与行星际空间磁场的极性

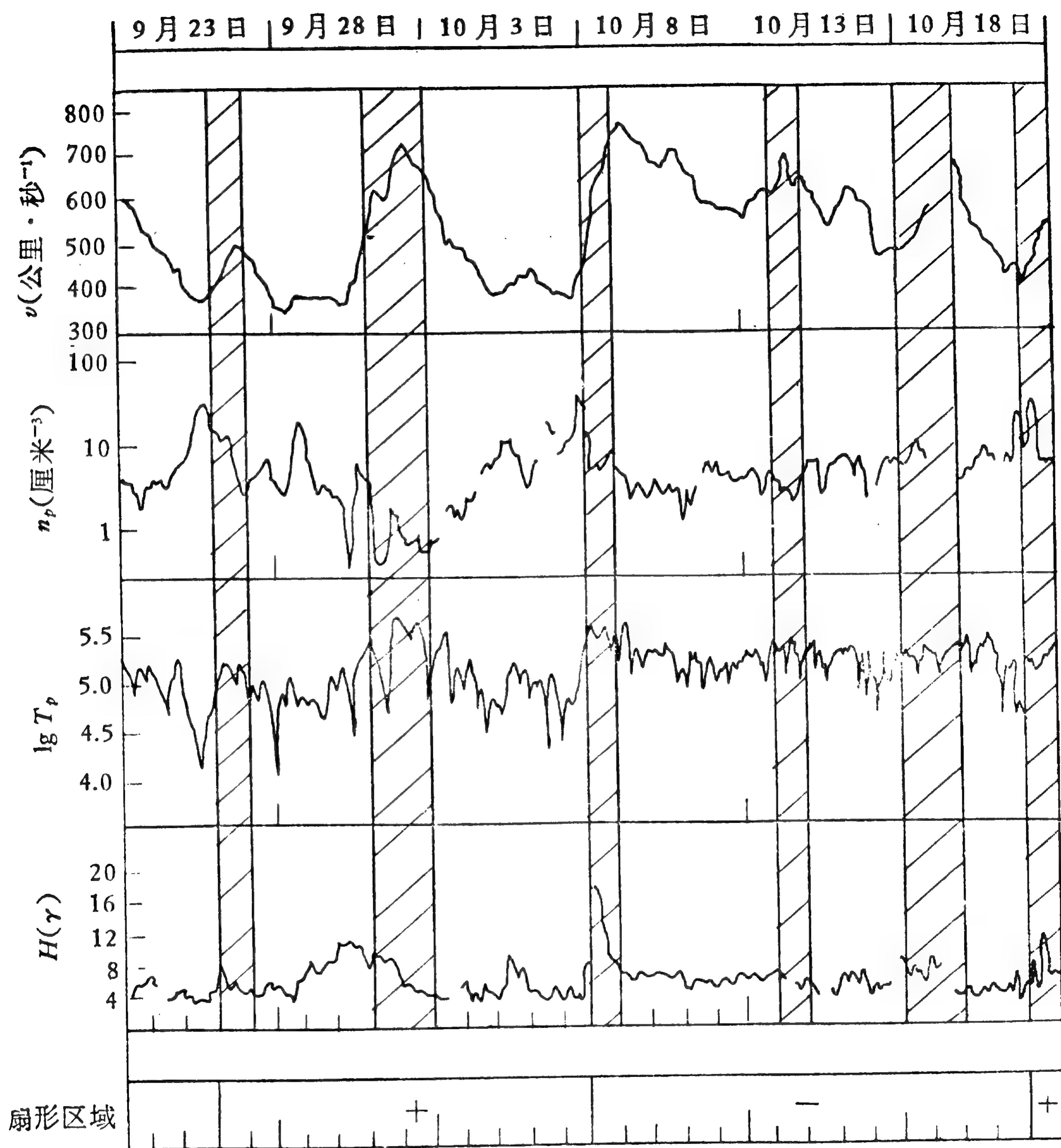


图 8.4　太阳风的物理参数随太阳自转的变化

既然由太阳风所形成的行星际空间磁场具有扇形结构，可以想像，太阳风的各种物理参数也都会随扇形结构而变化．图 8.4 表示出地球附近测得的太阳风的速度（v）、质子密度（n_P）、温度（lg T）和磁场强度（H）随扇形结构的变化．由于扇形结构随太阳一起自转，不同时候地球位于扇形结构的不

同区域，因此，在地球附近测得的太阳风的速度、密度等数值也作有规则的变化．在文献[6]中谈到过，用射电干涉仪曾发现日冕的凝聚区大部分位于扇形区域边界的东面（图中用斜线标出），它们的出现会使太阳风的速度等数值增大．另外，在一个扇形区域之内也存在着日冕凝聚区．这也许意味着，一个扇形区域还包含有几个次级区域．

太阳风可以“吹”到多远的地方？从现有的观测资料估计，它大概能够达到离太阳50个天文单位以上的地方．这比冥王星（离太阳39.4天文单位）还要远．因此可以认为，整个太阳系[1]都是太阳风吹拂的区域，也是太阳磁场弥漫的范围．

§2 近地空间磁场

地球磁场是一个专门的研究领域，本书将不予讨论．但是，从天文学的角度，我们准备在这一节里谈谈太阳风对近地空间磁场的影响．

在过去长时期中，人们曾认为行星际空间是什么都没有的真空，因而地球的偶极磁场可以无限制地向外扩张．实际上，这个概念是根本错误的．早在三十年代初期，查普曼等人[7]根据理论分析就曾预言，在磁暴的起始阶段，从太阳发出的等离子体会把地球磁场压缩．此外，在上一节我们曾谈到，帕克认为太阳风是经常存在的，这就必然会影响到地球的磁场，把它限制在一定的范围内．最近十余年来的空间探测证实了这些论断．大致说来，在距地球六个地球半径（$R_{\oplus}$）的空间，太阳风对地磁场的干扰和歪曲就变得明显起来．可以说，在$10R_{\oplus}$附近，地磁场已达到了它的边界．在边界处，地磁场的能量密度应当等于太阳等离子体动能的密度，即

1）除行星的磁层外．

$$\frac{B^2}{8\pi} = 2nmv^2\cos^2\varphi; \tag{8.1}$$

式中 φ 是等离子体粒子运动的方向与边界面法线的交角， n 是每立方厘米体积内粒子的数目， m 是粒子(主要是质子)的质量， v 是粒子的速度．既然地球外空的磁场受到太阳风的压缩，那么，在边界内侧的磁场强度应当比非扰的偶极磁场在同一位置的强度大一些；而在边界外侧，磁场强度应当等于零．谈到边界的形状，对着太阳的一面，它应该大致是一个球面；而在背着太阳的一面，如果太阳风是冷的(就是说，它对行星际物质没有热骚动效应)，边界就应当是一个圆柱．由于太阳风实际上是热的，因此，背向太阳的边界不是圆柱形，而是一个逐渐缩小的磁穴．根据实际测量结果所描绘的地球外空的磁场具有图 8.5 所示的形状．在近地空间，地磁场的强度随着与地球距离的增大而不断下降；在地球磁场边界处，它大

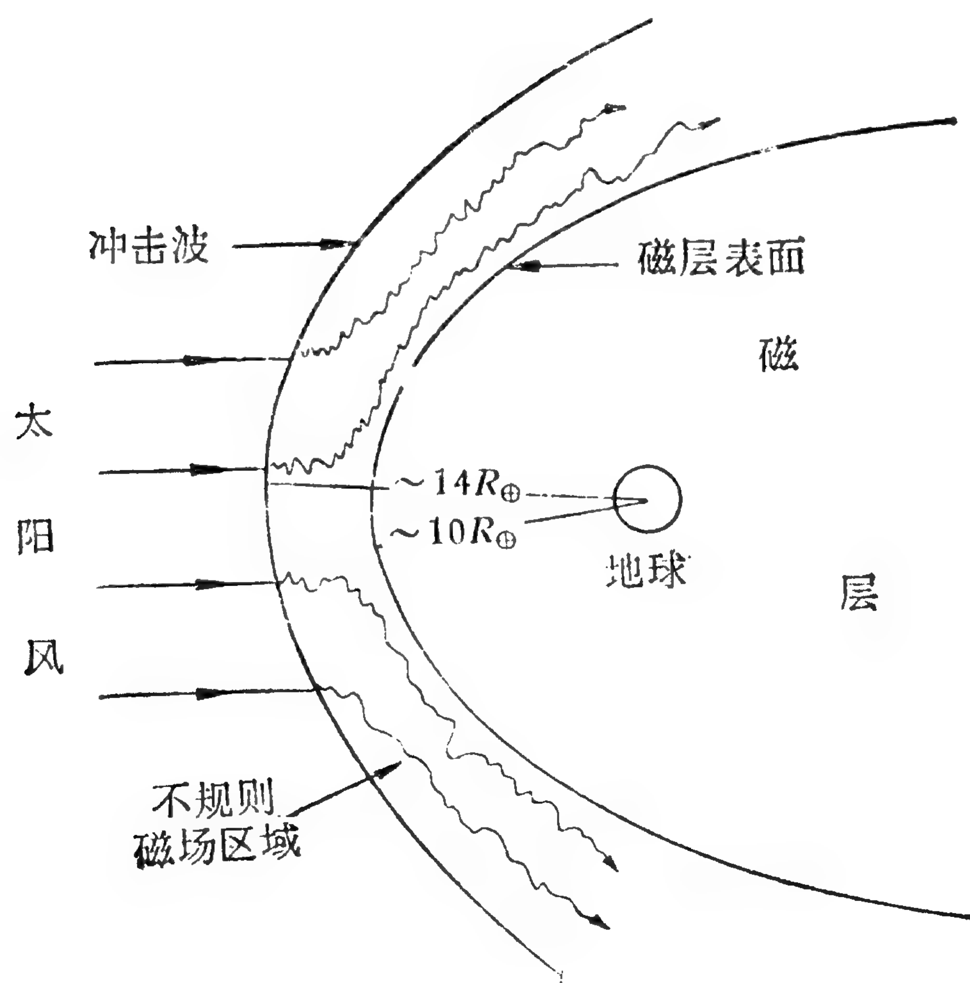


图 8.5　地球的磁层

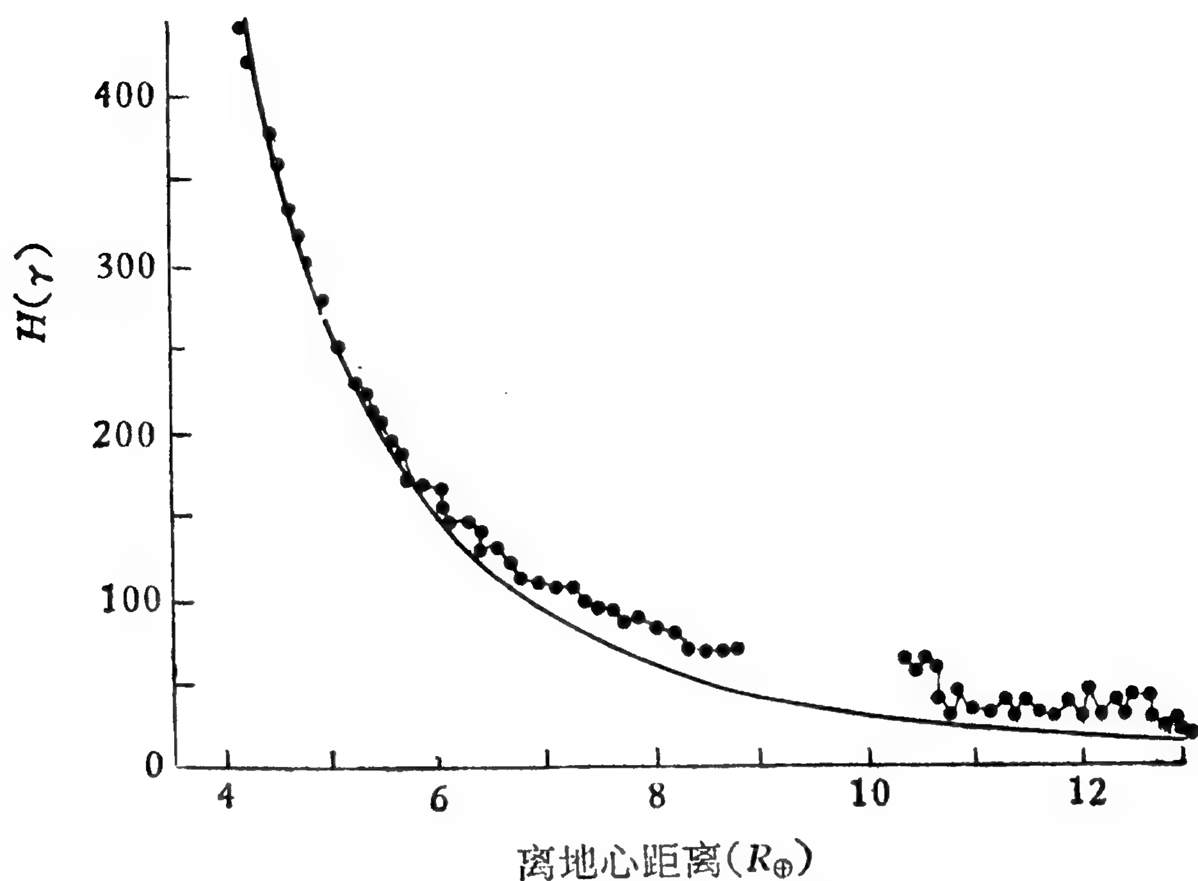


图 8.6 地球磁层内的磁场强度分布

约只有几十伽玛[1]. 人造卫星探险者 12 号曾对地球外空的磁场强度分布作过系统的测量,其结果如图 8.7. 图中的曲线告诉我们: 第一,在磁层范围内,地球的偶极磁场起作用,强度

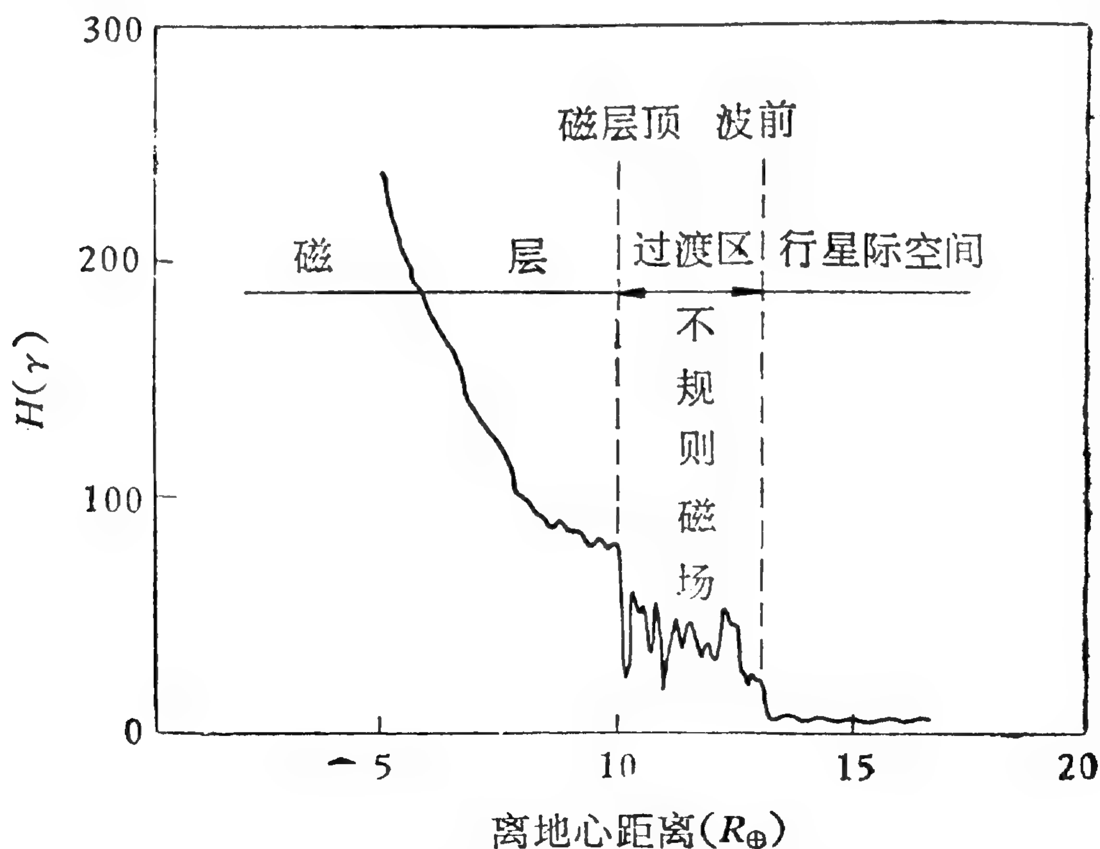


图 8.7 地球外空磁场强度的变化

1) "伽玛" (γ) 是弱磁场的强度单位, 1 伽玛 $=10^{-5}$ 高斯.

随着与地球距离的增大而变小．磁层顶部的强度在 100 伽玛和 50 伽玛之间．第二，在过渡区内，磁场强度呈现不规则的起伏，起伏的大致范围为 20—50 伽玛．第三，在行星际空间，磁场强度很小，仅约 5 伽玛．这里已经是太阳风统治的区域，地球磁场不再起作用了．

地球磁场作用于太阳风的另一个重要结果，是在地球磁层范围内形成两个辐射带[1]．这是在 1958 年由人造地球卫星上的探测器发现的． 内辐射带距地面的高度为 2250—5500 公里，主要存在于地磁低纬区；外辐射带的高度为 13000—19000 公里，可以延伸到地磁纬度 50° 至 60° 的区域．两个辐射带都是由地球磁场所俘获的太阳风质点组成．这些质点都是带电的，基本上都是质子和电子，能量大都在 1000 电子伏以上．大致说来，内辐射带主要由质子组成，外辐射带主要由电子组成． 图 8.8 是地球和两个辐射带的剖面图．有斜线的区域为辐射带，曲线代表带电质点的等密度线．

既然地球磁场作用于太阳风会产生辐射带，那么，其他行星如果有磁场，就也会形成辐射带．通过探测行星的辐射带，

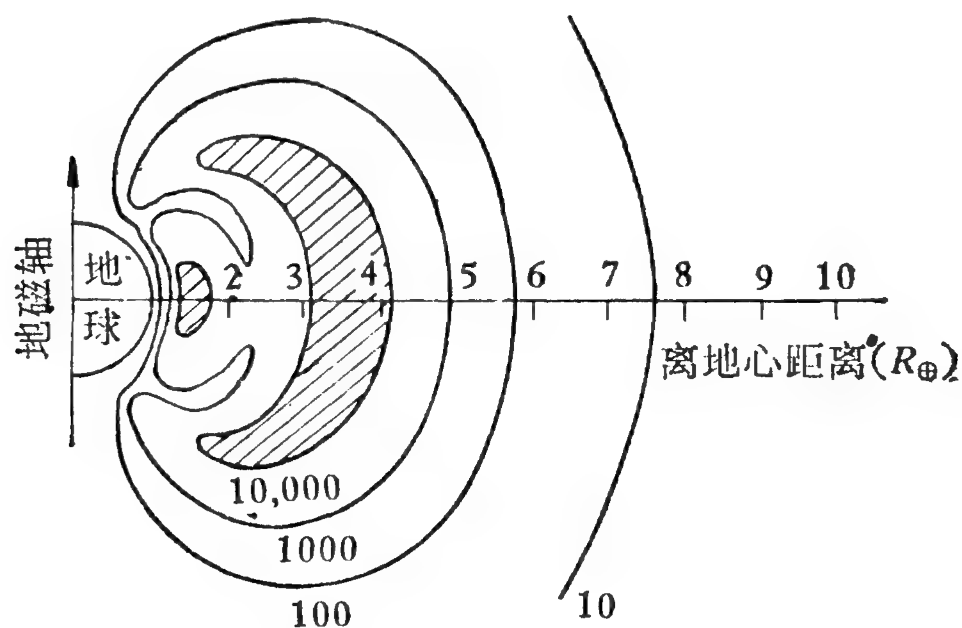


图 8.8 地球的辐射带

1) 按发现者的姓氏命名，又称“范·艾伦 (J. A. Van Allen) 带”．

我们就可以研究行星的磁场．甚至对于某些卫星，我们也可以这样做．这方面的工作目前已经取得了一些成效，详细情况将留待本章§4再作叙述．

最后顺便提到，为了测量月球和行星的磁场，科学工作者已研制成各种类型的磁场计．它们具有体积小、精度高等优点，特别适宜于在人造天体上使用．要了解这方面的情况，读者可查阅有关文献（例如[8]）．

§3　月球的磁场

月球是地球的卫星，也是离我们最近的天体．按一般常识判断，人们对于月球的了解似乎应当比其他天体更加丰富，更加深刻，然而情况并不完全如此．就月球的磁场来说，在宇航时代开始以前，人们对它就茫无所知，甚至早期的空间探测也没有取得什么重要的发现，只是到最近几年才算有了比较确切的认识．

在星际航行开始实现以后，天文工作者曾多次探测过月球的磁场．最早的一次是1959年9月13日，月球2号击中了月面．在它携带的仪器中有一台磁场记录仪，不过灵敏度不够高，只能测量到100伽玛以上的磁场．由于这台仪器没有测出任何磁场，这就表明，月球不会有大于100伽玛的磁场．以后又进行过多次测量（例如六十年代中期的月球10号[9]和探险者35号[10]），结果使人们相信，月球也许根本就没有磁场．因为，这些人造天体在距月面仅几百公里的空间仍然未能探测到月球的普遍磁场．这意味着，即使月球有磁场，它也一定比地球磁场至少要弱十万倍．关于月球没有磁场的这种认识，在六十年代末期终于发生了动摇．阿波罗登月飞行的成功，使人们可以去直接测定月球的磁场．阿波罗11号和12号宇宙飞船都带回了分别采自月面上静海和风暴洋的岩石

(含有铁和少量的镍和钴的合金)，它们都具有天然遗存的磁性[11]. 宇宙航行员还用仪器直接测量出月球上个别区域的磁场强度可达 10—10^2伽玛[12],已知的最大值是 300 伽玛[13]. 更有意义的是，阿波罗 15 号和 16 号在距月球表面一百公里左右的低空都发现了稳定的、均匀的磁场. 从这两艘飞船所描记的月球磁场图可以看出,磁场分布与月面地形颇为相似,磁场较强的区域一般都是高地. 此外，月球对太阳风也有一定的作用.除掉这种稳定的磁场外,月球还有感应磁场和等离子体作用磁场. 根据以上这些事实,我们可以肯定地说,月球是有磁场的.

在肯定月球存在着磁场以后，立即就产生了一个月球磁场的起源问题.月球岩石具有天然遗存的磁性,而且年龄大不相同的岩石都具有磁性[14]，这说明，月球磁场是早已有之的.为什么月球长时期来就有磁场? 围绕着这一问题，短短几年来已经涌现出不少形形色色的学说，现在还很难判断它们孰是孰非. 下面我们仅对这些学说作一个简略的介绍(关于这方面的详细情况,请见文献[15]).

(一) 外来磁场假说.

这类学说认为,是外界的磁场使月球物质得以磁化. 可能的外界磁场有:

(1) 太阳风磁场. 这个说法有一个严重的困难，就是行星际空间的扇形磁场结构很难使月球保持一个恒定不变的磁场. 但有人认为,在太阳演化的初期,行星际磁场可能是固定不变的.

(2) 地球磁场. 在过去某一时期,地球磁场一度甚强,或者月地距离比现在短得多，因而地球磁场可以使月球磁化.不过,在这两个条件下月球都很难获得足够的磁场.

(二) 内在磁场假说.

这是目前最流行的学说，它的要点是月球有一个液态的金属(主要是铁)核心，它的运动通过发电机效应产生了磁场．如果在月球岩石形成之前这个效应就已经在起作用，岩石就会被磁化[16]．但是，这个磁场起源假说难以解释月面各处磁场强度的不均匀．此外，在月球形成初期这个效应怎样起作用，也还无法说明．

（三）化石磁场假说．

这种假说[17]认为，幼年时代的月球是一大团尘埃物质，它本来就有微弱的磁性，在凝缩时磁性得以增强．还有一种主张[18]，认为在月球产生时太阳系有强达 20 高斯的磁场，这可以使月面获得 1000 伽玛的磁场．

最后我们要指出，磁场在研究月球演化时是十分重要的．既然月球磁场一开始就存在，那么，它对月球的形成必然是一个重要的因素．例如，如果月球磁场是发电机效应引起的，月球核心就应当处于炽热熔化的状态；如果化石磁场假说成立，月球内部的温度就应当很低．遗憾的是，在已有的月球磁场起源假说中，究竟哪一种是正确的，现在还无法作出结论．此外，作为太阳系内的一个成员，月球磁场的研究还可以为太阳系行星和卫星的演化提供线索和资料．

§4　行星的磁场

对于太阳系内其他行星的磁场的探测，是在星际航行时代开始以后才着手进行的．到目前为止，人类虽然曾经登上了月球，但却还没有踏上过地球以外其他行星的表面．因此，我们还不能像对月球那样对行星进行直接的磁场测量，而只是通过研究行星的磁层和辐射带以及研究木星的射电辐射，了解到有关行星的磁场的一些情况．

前面曾提到，行星的磁层是太阳风作用于行星的磁场而

产生的，它具有一定的分布范围．磁层的边界与行星中心的距离为 $R = R_o F(\phi)$，此处 R_o 为最近距离，ϕ 为太阳和行星连线同行星和磁层连线所成的交角．通过理论计算（例如见[19]）可以推得

$$R_o = \left(\frac{KM^2}{P}\right)^{1/6}; \tag{8.2}$$

式中 M 是行星的磁矩，$P = nmV$（n、m、V 分别代表太阳风的粒子数密度、质量和速度）是太阳风的动量，K 是一个与行星纬度有关的参数．对于一定的太阳-行星-人造天体的相对位置，利用式(8.2)可求得关系式

$$\frac{M}{M_\oplus} = \left(\frac{R}{R_\oplus}\right)^3 \left(\frac{P}{P_\oplus}\right)^{1/2} \tag{8.3}$$

（符号“$\oplus$”代表地球）．这样，如果我们对某一行星测出了 R 值，就可以利用这个关系式计算出该行星的磁矩与地球磁矩的比值，并从而求得该行星的磁场强度．

十几年来，科学工作者曾用人造天体装载仪器飞到一些行星的附近，探测过它们的磁层．他们利用上述方法推断出某些行星的磁场状况．下面就是几次空间探测的有关结果．

1962 年 12 月 14 日，水手 2 号宇宙飞船曾飞达金星附近，最近距离达到 41,000 公里，未能测出磁场的变化．这次探测告诉我们，金星的磁层即使存在，也一定限制在 41,000 公里以内的范围．考虑到这一事实，还根据其他一些有关情况[20]可以推断出金星的 $M \leqslant 0.036 M_\oplus$．

在 1974 年 2 月，水手 9 号也逼近金星，最近距离只有 5800 公里，这次也没有测出它的磁场．此后不久，水手 10 号才在离金星 500 个金星半径处发现了金星磁层所引起的尾流．这个尾流很窄，只有地球尾流宽度的十分之一．终于，这次探测发现了金星的磁场，尽管它很微弱．

1965 年 8 月 14—15 日，水手 4 号飞经火星近空，与火星最小距离只有13,200公里．它所携带的向量磁场计有较高的灵敏度，测出了 5 伽玛的磁场强度变化．如果这个变化是火星磁场引起的，那么，利用式(8.3)，可以算出火星的磁矩不超过 $10^{-4}M_{\oplus}$，也就是火星的磁场强度不到 100 伽玛．1972 年，火星 2 号和火星 3 号先后都掠过距火星只有一、两千公里的空间，终于直接测量了火星的磁场强度，实测值大约为 60 伽玛[21]．

1974 年 3 月 29 日，水手 10 号第一次飞过水星附近，在距离水星 704 公里处发现了这颗行星的微弱磁场对太阳风的作用．1975 年 3 月 16 日，当这艘飞船第三次经过水星时，最近距离只有 323 公里，测出水星的磁场强度约为 400 伽玛(详见[22])．

在太阳系的九大行星中，就体积来说，木星最大(比地球大 1316 倍)；而就磁场来说，它大概也是首屈一指．早在五十年代中期，那时星际航行尚未开始，天文工作者就曾发现木星发射出很强的无线电辐射，是天空中最强的射电源之一．人们对它的米波和分米波辐射，曾作过大量的观测和分析[23]．人们现在认为，木星的很大一部分辐射是属于同步迴旋辐射，即是当电子在木星的辐射带周围旋转时产生的．由此出发，人们通过理论计算求得木星的磁场强度约为 10 高斯，而且磁轴与自转轴的夹角为11°．由于有这样一个夹角，木星的射电辐射的偏振面才周而复始地变动，人们由此推算出木星的自转周期为 9 小时 55 分 30 秒．和地球磁场相似，木星的磁场也被太阳风压缩，局限在一定的磁层范围内．

不久前，天文工作者采用了空间探测手段来测量木星的磁场．1973 年 12 月 4 日，先锋 10 号到达木星附近，最近距离不到 13 万公里(木星的半径为 71,300 公里)．它测得这颗

行星表面的磁场强度在 2.3 与 11.7 高斯之间，磁场是偶极的，磁轴与自转轴的交角为 15°，而且磁轴不通过木星的中心，偏离达 0.1 个木星半径．此外，先锋 10 号还测出冲击波前与木星的距离为木星半径的 108—109 倍． 这意味着，木星有一个规模宏大的磁层． 顺便提到，木星的第一颗卫星也有电离层．

此后，先锋 11 号于 1974 年 12 月 3 日飞经木星附近，距这颗行星的表面只有 42,000 公里（即为木星半径的 0.6 倍），更精确地测量了木星的磁层以及木星附近空间的磁场强度．这次飞行条件比上次更好，这不仅是由于距木星更近，还由于飞船轨道与木星赤道的夹角更大(先锋 10 号的夹角小于 20°，先锋 11 号的大于 40°)． 此外，先锋 10 号在木星附近飞行的方向与木星自转方向相同，而先锋 11 号与之相反；因此，前者只探测到约 180° 的经度区域，而后者达到了 720°． 先锋 11 号再次发现了明确的木星磁层边界．根据磁强计的连续探测记录人们分析出，木星表面的磁场强度北半球为 14 高斯，南半球为 11 高斯．此外，还发现，虽然木星的磁场大致是偶极的，但比地球磁场更不规则，在局部区域往往有很复杂的磁场结构．关于这方面的详细情况见文献 [24, 25]．

一般说来，这两次空间观测所得到的关于木星磁场的直接资料与长时期来人们由木星的非热致射电辐射所推求的结果基本相符． 木星的磁场比太阳普遍磁场强烈近一个数量级，这是很引人注目的．近年来，不少天文工作者认为，虽然木星是一颗行星，但它却具有某些与恒星相似的性质．例如，它的表面不是固体，而是流体． 可以想像，磁场对木星的物态、结构和演化都会有某些深刻的影响．

木星表面有一个著名的**大红斑**．这个斑点是固定在木星的表面上，还是飘浮在木星大气之中？这是一个争论已久的问

题．从十九世纪初期以来，通过系统的观测，人们发现红斑的自转周期不是固定的，而是有 20—30 秒的变幅．因此，比较多的天文工作者认为红斑是木星大气中的一种现象．可是，一种大气现象在一两百年内长时期中不变形，这也是令人费解的．现在，随着木星磁场研究取得进展，人们对这一现象也有了一些认识．木星密度的平均值为1.34 克/厘米^3，比地球(5.52 克/厘米^3)小得多，它的核心可能不是由金属和硅酸盐岩石组成(地球和类地行星都是这样的)，很可能是在高压下形成的处于金属相的氢．这样的核心具有很高的导电率，旋转时由于发电机效应可以产生磁场．木星的外壳则很可能是由液态的氢组成．外壳的自转周期与核心不一样，因此，固定在外壳上的红斑与木星主体的自转周期才略有差异．在核心和外壳的分别转动中，磁场可能起着某种协调作用(见[13])．

应当说，行星磁场的研究还处于初级阶段．今后，随着空间天文学的迅猛发展，人们将不仅可以更深入、更精细地去研究上面提到的几颗行星的磁场，而且还能探测比木星更遥远的行星——土星、天王星、海王星、冥王星——以及某些卫星的磁场．人类还有可能在不久的将来登上别的行星表面，去直接测量它们的磁场．总之，行星磁场的研究尚有着广阔的发展前景．

参 考 文 献

[1] Biermann L., 1951, *Z. Astrophys.*, **29**, 274.
[2] Chapman S., 1954, *Ap. J.*, **120**, 151.
[3] Parker E. N., 1958, *Ap. J.*, **128**, 664.
[4] Wilcox J. M., 1968, *Sp. Sci. Rev.*, **8**, 258.
[5] Wilcox J. M., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 744.
[6] Couturier P., Lebbanc Y., 1970, *Astr. and Astrophys.*, **7**, 254.
[7] Chapman S., Ferraro V. C. A., 1931, *Terr. Mag. Atm. Elect.*,

36, 77, 171; 1933, *Terr. Mag. Atm. Elect.*, **38**, 79.
[8] Lindner J. W., 1964, 见 Space Physics, ed. D. P. LeGalley and A. Rosen, p. 82.
[9] Долгинов Ш. Ш. и др., 1966, *ДАН*[1], **170**, 574.
[10] Sonett C. P. et al., 1967, 见 Physics of the Magnetosphere, ed. R. L. Carovillano et al., p. 461.
[11] Doell R. R. et al., 1970, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **34**, Suppl. 1, 2097.
[12] Sonett C. P. et al., 1971, *Geochim. Cosmochim. Acta.*, **35**, Suppl. 2, 2415.
[13] Runcorn S. K., 1974, *Observatory*, **94**, 212.
[14] Tatsch J. H., 1974, The Moon, Chapter 9, Lunar magnetism.
[15] Fuller M., 1974, *Rev. Geophys. Sp. Phys.*, **12**, 23.
[16] Runcorn S. K. et al., 1971, *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*, **325**, 157.
[17] Urey H., Runcorn S. K., 1973, *Science*, **180**, 636.
[18] Strangway D. W. et al., 1973, 见 *Lunar Science*, **4**, ed. J. W. Chamberlin and C. W. Watkins.
[19] Midgley J. E., Davis L. Jr., 1963, *J. Geophys. Res.*, **68**, 5111.
[20] Smith E. J., 1967, 见 Magnetism and the Cosmos, ed. W. R. Hind.marsh et al., p. 271.
[21] Долгинов Ш. Ш. и др., 1972, *ДАН, серия мат.-физ.*, **207**, 1296.
[22] Ness N. F. et al., 1975, *Nature*, **255**, 204.
[23] Carr T. D., Gulkis S., 1969, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, **7**, 577.
[24] Smith E. J. et al., 1975, *Science*, 188, 445.
[25] Acuna M. H., Ness N. F., 1975, *Nature*, **253**, 327.

1) = Доклады Академии Наук СССР.

第九章　恒星的磁场

太阳磁场的研究从本世纪初就已开始，而太阳以外其他恒星磁场的测量却迟到 1946 年才开始进行. 这是不难理解的.因为恒星离我们太遥远了，就我们看来,它们比太阳暗弱得多,要观测它们的磁场当然不是容易的事. 但是,由于天文工作者的努力探索,随着观测技术的改进和理论认识的深化,三十年来恒星磁场的研究也取得了很大的进展.多不胜数、丰富多彩的恒星世界向我们提供了研究天体磁场的大量珍贵资料. 太阳的普遍磁场强度只有 1—2 高斯,而许多恒星都有很强的磁场.例如磁星 HD 215441 的磁场强度竟高达 34,400高斯;白矮星的磁场更强，为 10^5—10^7 高斯. 最令人惊奇的是,有人认为脉冲星(按目前公认的解释,脉冲星是快速自转的中子星)的磁场可能强达 10^{12} 高斯！这样强烈的磁场,对于星体的光谱、光度、物态、成分以及结构和演化当然都会有深远的影响. 本章打算对这些处于当代天体物理学最前沿阵地的研究工作作一概括的介绍. 至于更详细的情况，请读者参阅专书[1]和一些调研报告[2—8].

§1　恒星磁场的观测

就原理来说，恒星磁场的观测同太阳及其他天体磁场的观测基本一致,即主要是依据辐射的塞曼效应. 但是,由于一系列特殊情况(如星光很弱，就我们看来，整个恒星只是一个光点；恒星自转会使谱线变宽,不容易测出塞曼效应；等等),恒星磁场的观测和资料处理都受到更大的限制. 考虑到这些

具体问题，H. W. 巴布科克[9]在着手进行恒星磁场观测时，采用了以下一系列假设条件：

（一）恒星的磁轴与自转轴重合，都指向观测者.

（二）恒星呈球形.

（三）临边昏暗系数等于 0.45，即是说，恒星表面亮度（I）的分布规律是

$$I_\varphi = 0.55 + 0.45 \sin \varphi; \tag{9.1}$$

此处 φ 为恒星表面的纬度.

（四）恒星光谱中吸收线的等值宽度是固定的，不随恒星表面的位置而变.

（五）恒星的磁场可以用一个均匀磁化的球来表示. 在这个磁球的表面上，磁场强度随纬度的变化由下式决定：

$$H = \frac{1}{2} H_p (1 + 3 \sin^2 \varphi)^{1/2}; \tag{9.2}$$

这里 H_p 是极区的磁场强度. 采用一个直角坐标系，使它的 Z 轴为极轴，于是磁场强度在 X、Y、Z 三个方向上的分量各是

$$\left.\begin{aligned} H_x &= \frac{3}{2} xzH_p, \\ H_y &= \frac{3}{2} yzH_p, \\ H_z &= \left[z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2)\right] H_p. \end{aligned}\right\} \tag{9.3}$$

恒星表面不同纬度处磁向量的方向（与观测方向的夹角为 γ）和大小（与图中箭头的长短成正比）如图 9.1 所示. 不难看出，从极区到赤道，磁向量的方向改变 180°，强度减小一倍；而在纬度 36° 处，磁向量与极轴垂直. 图 9.1 还告诉我们，既然纬度愈低磁场愈弱，再加上投影效应和临边昏暗的影响，对恒星可见半球面作积分所得的总的磁向量不等于零. 这就

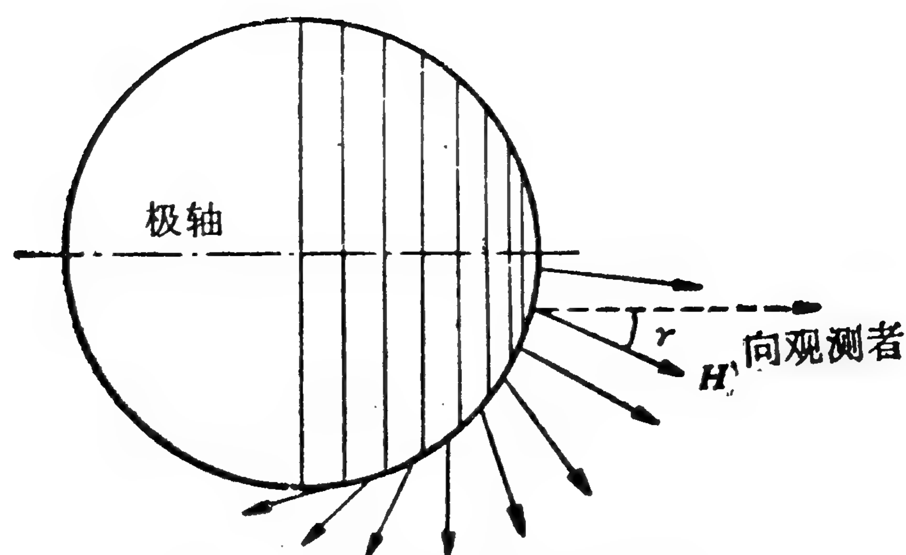


图 9.1　恒星表面的磁场分布

是说，恒星表面各处都有磁场，尽管极区和赤道上的磁场方向相反，但整个磁场还是可以观测到的.

对一定的 γ 角，正常塞曼效应的三条支线的相对强度由图 9.2 和下式决定:

$$\left.\begin{aligned} I_{\sigma_1} &= \frac{1}{4}(1-\cos\gamma)^2, \\ I_{\pi} &= \frac{1}{2}\sin^2\gamma, \\ I_{\sigma_2} &= \frac{1}{4}(1+\cos\gamma)^2. \end{aligned}\right\} \tag{9.4}$$

可是，对于恒星，还必须考虑到磁场强度随纬度的变化 (9.2)、临边昏暗 (9.1) 和投影效应 (处于纬度 φ 处的面积元在视线方向上的投影为 $2\pi r^2 \sin\varphi \cos\varphi d\varphi$) 等因素，所以图 9.2 和式

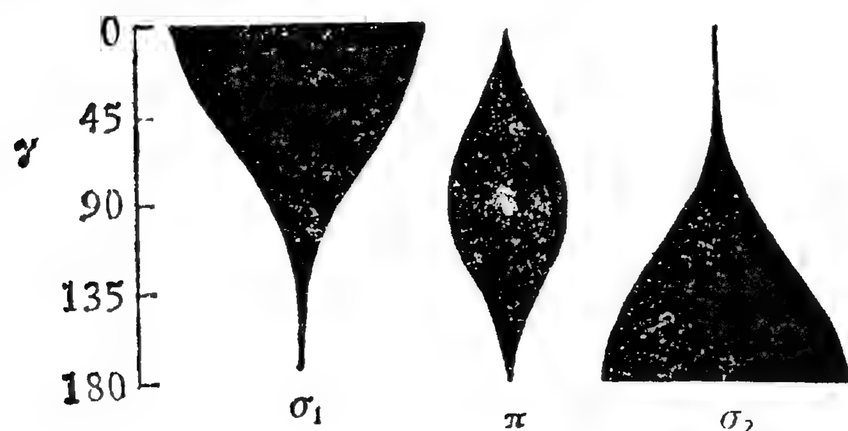


图 9.2　正常塞曼效应三条支线的相对强度与 γ 角的关系

(9.4) 并不适用．在对恒星光谱作观测时，一般说来，由于色散度不够大，三条支线往往分不开，我们所能测量的只是叠加在一起的塞曼致宽谱线的重心的位移(即塞曼位移)[1]:

$$\delta=\frac{aH_p}{2}\left[\int_0^{\pi}\sin\varphi\cos\varphi(1+3\sin^2\varphi)^{1/2}(0.55+0.45\sin\varphi)\right.$$

$$\left.\times\cos\varphi d\varphi\right]\Big/\left[\int_0^{\frac{\pi}{2}}\sin\varphi\cos\varphi(0.55+0.45\sin\varphi)d\varphi\right];\quad(9.5)$$

式中 $a=4.67\times10^{-13}\lambda^2g$．积分上式，得到 $\delta=0.31aH_p$．这就告诉我们，在恒星可见圆面上观测到的塞曼位移还不到极区塞曼位移的 1/3． 由于整个可见圆面的辐射是混合在一起的，图 9.2 所示的支线图样实际上被歪曲成图 9.3 的样子．取 $\lambda=4500$ 埃，$g=1$，容易算出，$\delta=3.1\times10^{-6}H$ (埃)．所以，对于 1000 高斯的磁场和 5 埃/毫米的色散度，这时的 δ 大约是几个微米 (μ)，刚好可以测量到．

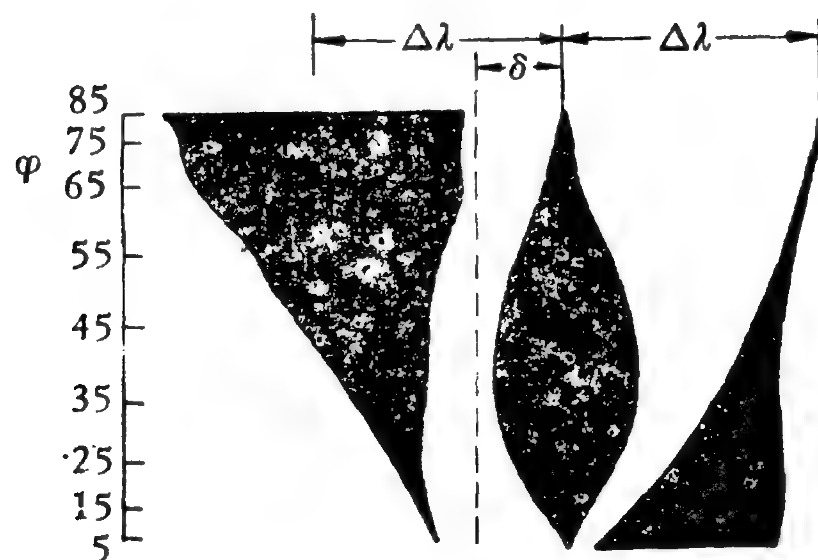


图 9.3 恒星塞曼支线相对强度与 γ 角的关系

H. W. 巴布科克曾对恒星磁场作过大量的观测工作．他利用威尔逊山天文台 100 吋反光望远镜的折轴摄谱仪，主要观测了早型恒星谱线的塞曼效应． 为了便于测量微小的 δ

---

1) 详细推导见文献[8]．

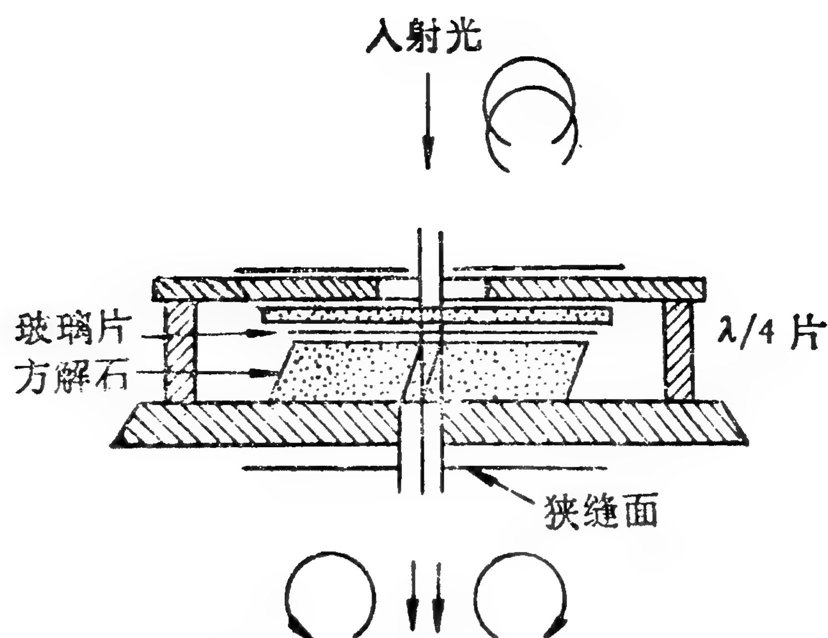


图 9.4 恒星磁场测量装置

量，他先使星光经过 1/4 波片变为平面偏振光，然后再穿过一块方解石．这样，偏振方向互相垂直的两束平面偏振光就分离开来，于是我们可以在底片上同时拍出两条相邻的光谱．对于朗德因子 g 较大的那些谱线，由于它们在两条光谱上的位置不同，所以可以测量出 δ 值．由此，我们便可以算出磁场强度 H．关于观测技术方面的一些细节，读者可以参阅文献[3]．

经过长期的系统观测，H. W. 巴布科克[2,10]发现了许多具有强磁场的恒星——磁星，并刊布了一个包括 89 颗磁星的星表．它们的磁场强度都在几百高斯以上．

不久前，谢维尔内[11,12]在 2.6 米反光望远镜上加上磁象仪来测量恒星的磁场．这种磁象仪的原理和太阳磁象仪相似，二者的不同之处在于谢维尔内的磁象仪不是用两个出视狭缝来测量一条谱线的红、紫两翼的强度，然后把它们相减，而只采用了一个出视狭缝，按一定的调制频率来交替地测量左旋和右旋偏振光的强度．磁象仪的观测精度比前面所述的照相观测高出了一个数量级，可以测出 30 高斯的恒星磁场；这把恒星磁场的观测推进到一个新的阶段．

§ 2 磁星的特征

据认为，一切恒星都具有磁场. 但是，在目前情况下，仅仅那些在可见圆面上基本上只有一种极性、普遍磁场较强($\geq 10^2$ 高斯)、而且自转对谱线轮廓影响不大的恒星，我们才能测出它们的磁场. 这样的恒星目前就是磁星. 从室女座 78 星开始，H. W. 巴布科克相继发现了近百颗磁星，此外还有 240 颗恒星也可能具有较强的磁场. 就 H. W. 巴布科克在文献[10]中刊布的磁星来说，各种光谱型的分布数目如下：

A 型(实际型别是从 B8 到 F0) 锐线星	70
金属线星	7
M 型巨星	3
S 型星 (双子座 R 和 HR 1105)	2
星团型变星 (天琴座 RR)	1

由此可见，虽然磁星既可以是早型星，也可以是晚型星，但占压倒优势的乃是 A 型锐线星. 什么是锐线星？由于 A 型星自转很快，如果自转轴与磁轴重合或接近重合，它们的谱线就不会因自转而显著致宽，因而可以测量出塞曼效应；这就是锐线星的情况. 但是，如果自转轴与磁轴的交角甚大(接近或等于 90°)，自转就会使谱线大为增宽，塞曼效应就很难测出了. 因此，可能不仅是 A 型锐线星，大概还有许多 A 型星都具有很强的磁场. 可是，也不是任何一个 A 型星都是磁星，是磁星的 A 型星还必须具备一系列的特征，也就是说，它们必须是A型特殊星 (Ap 星). 此外，比 B8—F0 型星更晚的亦即温度低一些的恒星，它们有的也是磁星. 由于与同类型 (A7—F5) 的一般恒星相比，它们的金属线特别强，因此称为 Am 星. 下面我们就简单介绍一下磁星所具有的一些特征[1].

1) 磁星的化学成份将在下一节作专题讨论.

（一）磁场变化.

一般说来，用不同化学元素的谱线所测得的磁场强度基本上是一样的，这使我们可以相信测量结果大致是可靠的. 长期的观测表明,一切磁星的磁场强度都随时间不断地变化，因此可以说，磁星都是磁变星. 磁场变化的情况是各式各样的,按照它们变化的方式,磁星可以分为四类. 前三类分别以猎犬座 α^2, 北冕座 β 和小马座 γ 为典型,因此称为 α, β, γ 型磁星;第四类,依此次序就叫做 δ 型磁星. α 型磁星的磁场强度作周期性的变化(周期一般只有几天,但也有个别磁星的周期很长,如 HD 187474 就长达 7 年左右),变化的幅度各不相同. 有意义的是，这些磁星的谱线强度也以同样的周期作变化(HD 32633 除外). 此外,它们的极性还显示出几乎是对称性的变化. β 型磁星的磁场强度作不规则的变化，极性也会转换. γ 型磁星的磁场强度变化也是不规则的，但是极性固定不变. β 和 γ 两类磁星都没有光谱变化，它们磁场强度变化的幅度一般也小于 α 型磁星. 平均说来，α 型磁星的磁场强度的变幅是 3500—4200 高斯，β 型是 1950 高斯，γ 型是 1150 高斯. δ 型磁星指的则是光谱变化不规则，而且与磁场变化没有明显关系的那些磁星.

（二）谱线强度.

上面谈到，α 型磁星的谱线强度随磁场强度一起作周期性变化. 现在要进一步指出，谱线强度的变化方式却是十分复杂的,不同元素谱线的变化情况彼此间往往悬殊很大,甚至同一元素的不同谱线也可能各行其事. 有的变,有的不变.例如,当猎犬座 α^2 的 S 极磁场强度达到极大时,Eu II 的谱线强度也呈极大值;然而当 N 极磁场变为最强时，Cr 谱线才最强. 可是,HD 125248(这是另一颗 α 型磁星)的情况又与此正好相反.关于谱线强度的这种错综复杂的变化,现在还无法解释.

（三）跨越效应.

对于某些(主要是α型)磁星来说，当磁场从一个极性变为中性,然后再转变为另一个极性时,有些谱线的分裂图样会作相应的变化,或者由宽变窄,或者由窄变宽. 而且，对于不同的元素和不同的谱线，这种变化往往大不一样. 这就是所谓跨越效应. 对这个效应曾有人作出如下的解释. 在磁星表面上有着极性不同,而且视向速度也相差很大的两个区域,它们的塞曼分裂图样交替出现. 具体说来，如果在磁星表面上两个极性相反的区域它们的视向速度分别为 $+v/2$ 和 $-v/2$ (见图 9.5 左)，那么，多普勒效应就会使一条谱线分为两条，其波长差为 $\Delta\lambda=\frac{v}{c}\lambda$. 在正常塞曼效应的作用下，这两条线又各自分裂为偏振方向相反的两条圆偏振谱线. 这样，经过偏振分析器，我们就能交替地看到间距不等的两对塞曼支线,也就是宽度不同的两个分裂图样(图 9.5 右).

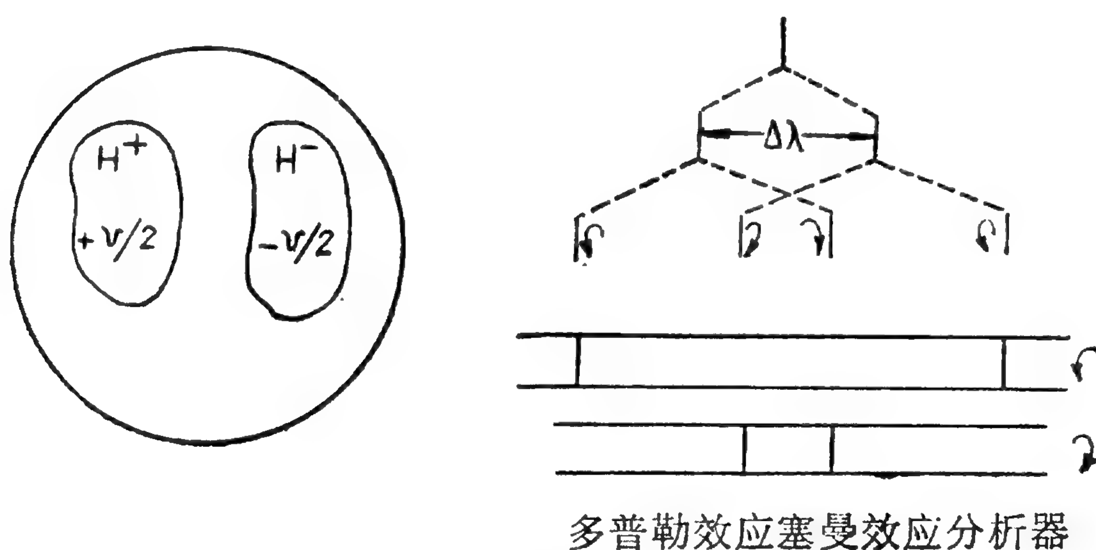


图 9.5 跨越效应的解释

（四）视向速度.

磁星的视向速度也不断在变化,而且重要的是,这种变化与磁场有关. 以 HD 125248 (α型)为例,用几种元素的谱线所测得的视向速度变化大致相似 (见图 9.6). 有人认为,在这个恒星的大气中,各种元素的粒子不断沿着磁力线向外流动,

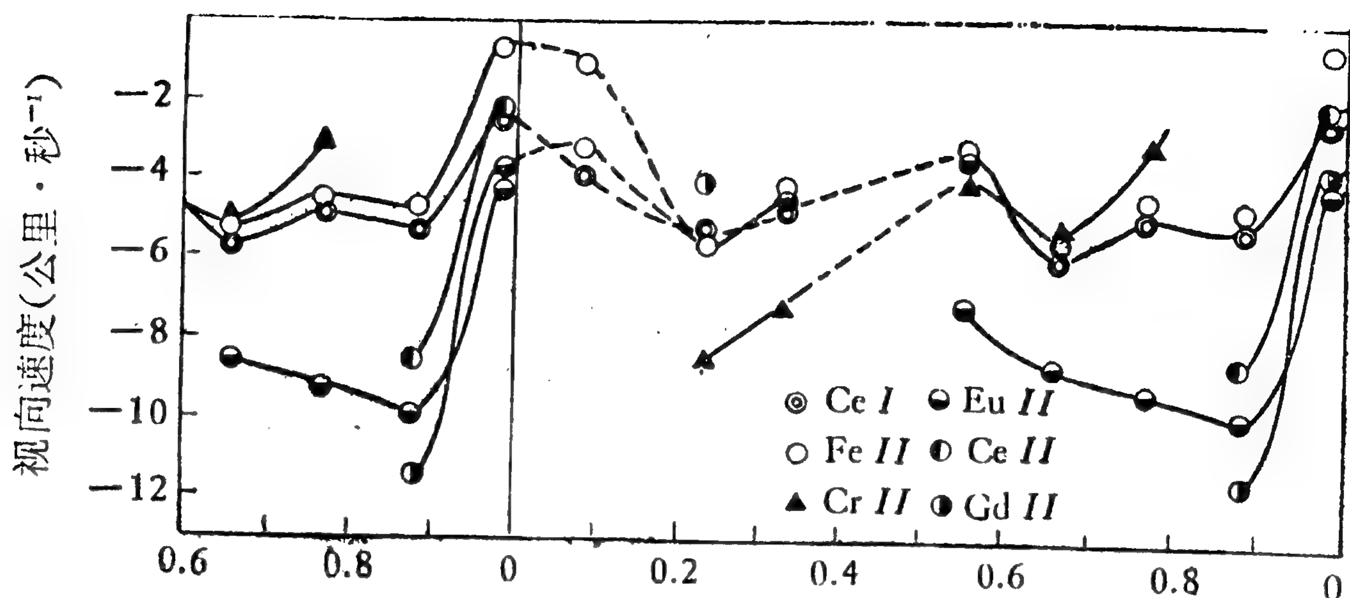


图 9.6 磁星 HD 125248 的视向速度变化(横轴是磁场强度变化的位相)

而流动的速度随着磁场的变化而改变,有时快,有时慢. 这可能就是视向速度变化的原因. 和上述情况相反,另一颗磁星 HD 153883 (也是 α 型的)的视向速度又几乎不变,它的各种元素的谱线都没有显示出像 HD 125248 那样的变化.

(五) 光度变化.

磁星的光度也在不断地改变着,虽然变化的幅度不大,一般仅约百分之几星等.以猎犬座 α^2 为例,它的磁场和光度变化的情况如图 9.7 所示. 很明显,这两种变化是相关的,光度的

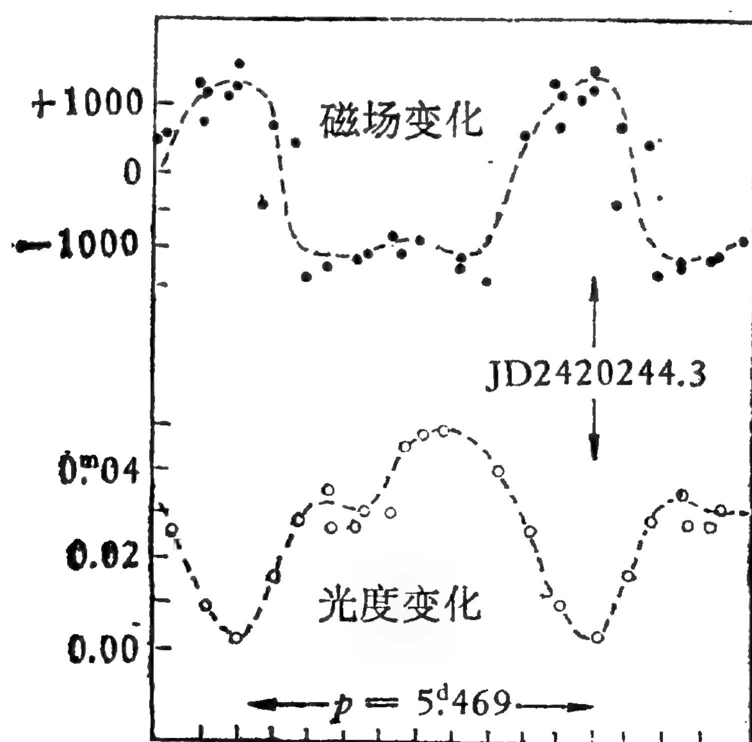


图 9.7 α^2 CVn 的磁场和光度变化

极小与N极磁场的极大同时发生. 对于其他许多磁星，情况与此相似,光度变化的规律性也非常明显. 这说明,磁星既是磁变星，也是光变星. 至于这两种变化之间有什么物理实质上的联系,还有待于进一步的研究才能知道.

现在我们再单独介绍一下 HD 215441 星，前面已经提到，它是迄今已知的磁场最强的一颗磁星. 它是一颗 Ap 星，星等为 8.6，磁场强度最小值为 4140 高斯,最大值达到 34,400 高斯. 由于磁场非常强，它的许多条谱线的π和σ支线是完全分裂开来的. π支线的出现表明了横向磁场的存在. 这颗磁星的磁场变化是不规则的，可能是由于它的表面有强烈的磁流体运动的缘故. 它的光谱没有明显变化，视向速度在$+3.0$和-8.9公里/秒之间作不规则变化. 它的光度变化是有规则的,周期为 9.5 天,变幅达 0.14 星等.这颗磁星的 Ca II H、K 线特别引人注目,用它们测得的钙离子外流速度也比其他元素的平均速度大 5 公里/秒. 这可能意味着，H，K 线是在这颗恒星外围的气体云中形成的，而且气体云正在不断向外膨胀. 至于 HD 215441 的磁能总量，据 H. W. 巴布科克[13]估计，其下限值为10^{41}尔格，这与太阳全年的辐射能量(1.2×10^{41}尔格)相当. 不难想像,磁场对这颗磁星的结构和演化都可能有比较大的影响.

在这一节里我们虽然对磁星的性质作了比较完整的介绍，但是应当说，展现在读者面前的乃是一幅丰富多彩的、然而又复杂难解的图景. 要透过种种令人眼花瞭乱的现象去了解磁星的物理实质，还要求天文工作者去进行大量的辛勤的探索.

§ 3 磁星的化学成分

磁星在化学成份方面的特征也是很突出的. **光谱定量分**

析表明，与一般恒星比较起来，磁星的化学成份具有一系列特征．它们主要是如下几点：

（一）多数磁星的氦含量特别少．

（二）铝、硅、磷、硫、氯等轻元素在磁星中较为丰富，含量比太阳多 10^2—10^3 倍．

（三）稀土族元素（镧、铕、钆、镝……）特别多，一般说来比太阳多 300—1000 倍，有的磁星中含量更大．

（四）多数磁星的钙含量比一般恒星低，而锂含量较高．

（五）不久前在磁星 HR 465 上发现了钷（Pm）[14]，这是奇怪的．因为钷是一种不稳定的元素，它的各种同位素都只能由核反应合成，而且半衰期都很短，最长的不过十几年．这也许意味着，在这颗磁星的大气中持续地进行着核反应．

（六）汞的同位素含量也有独特之处．对于三颗磁星来说，汞的中子较多的同位素的含量高于地球．例如磁星 HR 4072 的 Hg^{204} 占了汞含量的 97%，而 Hg^{202}（这是在地球上含量最大的汞的同位素）只占 3%．

为了使读者对磁星化学成份的特殊性有一个更具体的了解，表 9.1 列出三颗磁星（猎犬座 α^2、HD 133029 和 HD 151199）的一些有代表性的元素的含量与一般恒星的比值（摘自文献[15]）．磁星的稀土族元素含量特别高，十分引人注目．

还须指出，磁星化学成份的特殊性与原子量有一定程度的关系．图 9.8 的纵坐标是同一元素在磁星和太阳上含量之比，横坐标是原子量．图中每一点代表一颗磁星的一种化学元素．由图可见，点子弥散得很厉害，这表示不同磁星的化学成份相差甚为悬殊．可是，大多数点子都在一条虚线附近，这就告诉我们，磁星的化学成份与太阳成份的差异随着原子量的增加而变大．

表 9.1　三颗磁星的化学成份*

元　　素	含　　量　　比		
	猎犬 α^2:双子 γ	HD 133029：猎犬 α^2	HD 151199：狮子 95
镁 (Mg)	0.4	3.5	1.2
铝 (Al)	1.1	2.0	—
硅 (Si)	10	2.5	1.3
钙 (Ca)	0.02	2.6	2.6
钪 (Sc)	0.7	—	—
钛 (Ti)	2.6	1.0	—
钒 (V)	1.3	2.3	—
铬 (Cr)	5.2	1.8	1.8
锰 (Mn)	16	1.0	9
铁 (Fe)	2.9	1.5	1.1
镍 (Ni)	3.0	0.8	—
锶 (Sr)	14	1.1	65
钇 (Y)	20	—	—
锆 (Zr)	30	1.3	—
钡 (Ba)	0.9	—	0.6
镧 (La)	1020	0.2	—
铈 (Ce)	400	0.6	—
镨 (Pr)	1070	0.6	—
钕 (Nd)	250	0.6	—
钐 (Sm)	410	0.6	—
铕 (Eu)	1910	0.5	130
钆 (Gd)	810	0.4	—
镝 (Dy)	760	0.6	—

* 元素含量以原子数目计

为什么磁星的化学成份会有这许多特殊性？这些特殊性与磁场有什么关系？不少天文工作者都在努力钻研这些问题，并提出过两种假说．有人主张，磁星的磁场强度是不均匀的，有高达 10^6—10^7 高斯的区域．这样强的磁场可以通过同步加

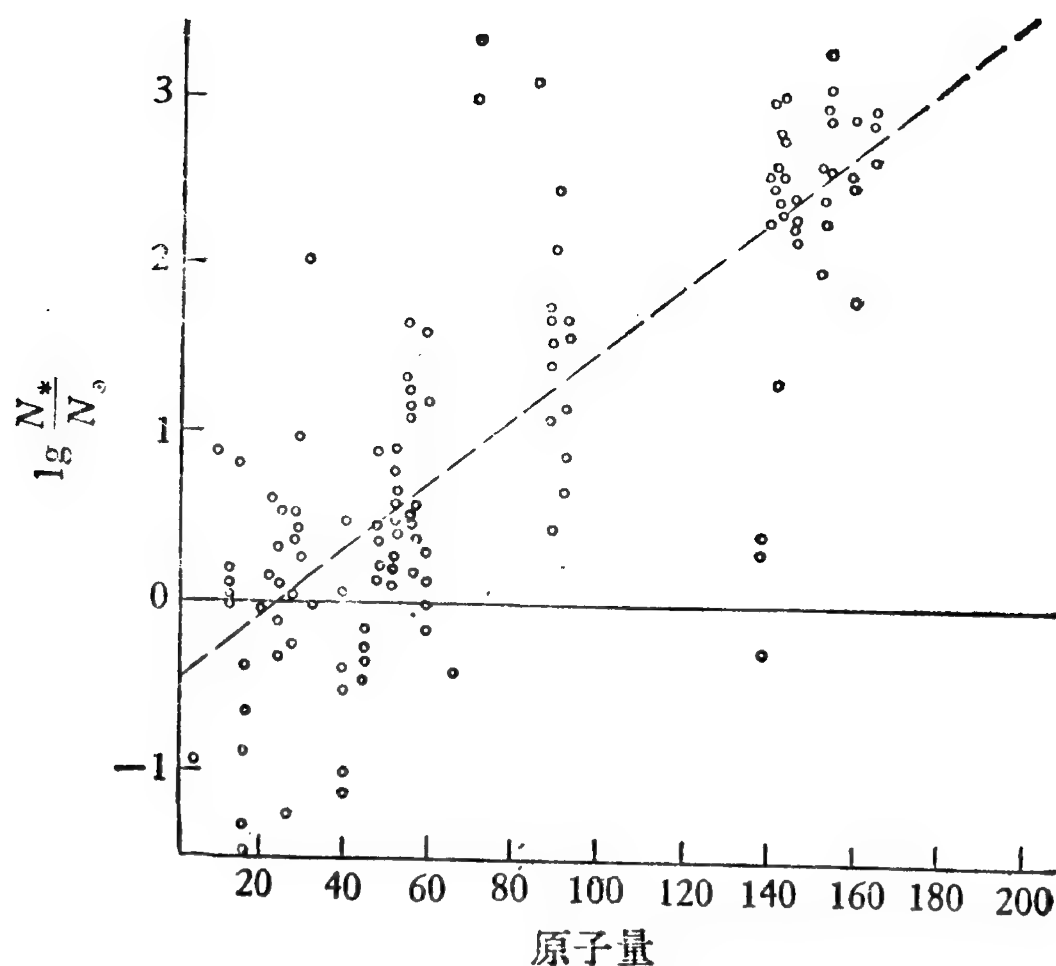


图 9.8 磁星化学成份异常与原子量的关系

速而产生出高能粒子，因而在磁星表面引起原子核反应。磁星的特殊化学成份就是由这些原子核反应造成的。另一种说法是，磁星为双星系统的成员之一，它的伴星正发生着某种核反应，正是这种核反应产生的化学成份异常的物质向磁星大气散落，造成了磁星的特殊的化学成份。我们知道，主序星(包括太阳)的核反应主要是质子-质子循环和碳-氮循环，它们的总效果都是使氢聚变为氦。轻元素是以红巨星的碳和氧作为核燃料而产生出来的，重元素则是由它们俘获中子产生的。既然磁星缺乏氦而且愈重的元素愈充裕，磁星在过去就应当是红巨星或超巨星。还有一些人认为，磁星的异常化学组成是元素分离的结果。各种元素的原子量不同，原子在重力场和辐射场中所受到的力也不相等，于是，各种元素逐渐分离开来。当然，这一过程只能在没有对流运动的情况下才能实现。

上述两种学说都各有自己的缺陷和困难。严格说来，它

们都有一些矫揉造作的地方，以致不能自圆其说. 关于磁星化学成分特殊性的说明，在文献[7]中有比较全面的叙述.

§4 磁星的模型

我们在上面已经谈到，磁星具有一系列奇异难测的、发人深思的特征. 为了从物理本质上说明这些特征，天文工作者已经提出过不少的磁星模型. 遗憾的是，关于这些形形色色的模型，议论纷纭，优劣难定. 下面我们只能对几种主要的磁星模型作一个简略的介绍.

(一) 磁振子模型.

1949 年，在发现磁星后不久，施瓦茨希尔德 (Schwarzschild)[16] 就曾提出过这样一种磁振子模型. 这是一个由完全导电的、均匀的、不可压缩的物质组成的磁化了的圆球，它不断地在作脉动，脉动的周期与星球的半径、密度和平均磁场强度有关. 按照他的计算，如果磁星内部的磁场强度约为 10^6 高斯，那么，在半径为两个太阳半径的球体的表面上物质流动的速度就大约是 10 公里/秒，脉动周期为 9 天左右. 这个模型可以在一定程度上说明磁星的光度、光谱、视向速度等的周期性变化. 但是有人指出，这个模型的主要困难是无法说明为什么极区的磁性会反转. 此外，重力的影响是不可忽视的，它比磁力还大；如果考虑进重力，脉动周期将不会是几天，而只有几个小时.

(二) 太阳活动周模型.

这个模型的要点是：磁星同太阳磁场相似，可以把与太阳活动有关的现象放大几个数量级来解释磁星的现象. 既然太阳有 22 年的磁周，磁性可以反转，而且有黑子、耀斑等局部磁场存在，可以设想，磁星也会有类似的现象. 金勒 (Kienle)[17] 是最早提出磁星具有和太阳相似的活动周的人. H.

W. 巴布科克[18]后来进一步指出，磁星的磁场应当包括两部分，即普遍磁场(集中在极区附近)和环形磁场(主要存在于低纬区)；它们都按照一定的活动周期在作强度变化和极性反转．赞成这个模型的人认为，磁场强度愈大，磁性变化的周期就愈小：太阳的普遍磁场强度只有几高斯，太阳活动的磁周是22年；磁星的磁场强达几千高斯，因此磁星的磁场变化周期短到几天．不过，太阳和磁星在这两方面的数量相差实在太悬殊了．它们在磁场活动方面的相似性似乎没有很强的说服力．

（三）斜转子模型．

这是目前比较成熟的、也是最受重视的一种磁星模型．它是由斯蒂布斯（Stibbs）[19]提出来的，被多伊奇（Deutsch）[20,21]加以发展和完善．这个模型认为，磁星的磁场本身是稳定的，但磁轴与自转轴的方向不一致，所以在我们看来，磁星的磁场显示出周期性的变化．

应当指出，磁振子模型和太阳活动周模型是很难由实测来加以检验的，但是，对于斜转子模型却可以找到一些验证．根据对观测资料的分析，可以认为，这个模型至少在以下几方面是成功的．首先，它能够解释磁场变化周期（p）与谱线宽度（W）的关系．观测表明，这两个量成反比；多伊奇则用斜转子模型推导出它们之间的关系应为 $W = 3.6\sin i/p$（此处 W 和 p 的单位分别是埃和天，i 是磁轴与自转轴的夹角）．第二，它可以预测极性反转．第三，它还能定量地解释磁星谱线的跨越效应．后来，多伊奇[22,23]进一步改进斜转子模型，假定磁场和化学元素在磁星表面具有某种不对称的分布，从而得以用它来说明更多的事实．例如，对于磁星 HR5355，多伊奇可以相当满意地解释它的磁场和等值宽度的变化，还能在一定程度上说明不同元素的视向速度的变化．

但是，斜转子模型终究也不是完全令人满意的模型. 它无法解释磁场的不规则变化，也很难回答为什么磁星的光度变化的周期就等于磁场变化的周期. 而且，有些磁星的磁场变化周期非常长(例如 HR 7552 的周期长达 7 年左右)，很难设想它们的自转会慢到这样的程度.

关于斜转子模型，最后我们还要谈到，有人根据磁流体力学的研究指出，如果一颗星具有较强的普遍磁场，那么，它的磁轴与自转轴的方向就不应当相差太远. 事实上，就太阳、木星和地球来说，虽然它们的普遍磁场都不算太强，但它们的这两条轴线的夹角的确都较小. 这个看法如果成立，可以说是对斜转子模型的根本否定.

（四）径向偶极模型.

这种模型认为，在磁星表面有许多微小的磁场区域，一些是 N 极，另一些是 S 极，两种极性的数目大致相等，而且它们的磁力线基本上是在恒星的半径方向上. 当然，磁力线整个说来是连续的，即 $\mathrm{div}\boldsymbol{H}=0$，但是磁力线的迴转却往往出现在谱线形成区域之上的外层大气里. 太阳上的局部磁场一般就是这种的情况. 这种模型可以有两个极端状态. 或者，两种极性的小磁区之间没有系统的相对运动，但是两种区域的平均亮度不相等；这样一来，我们利用来自整个恒星的光谱线就能够测到一个剩余的磁场. 或者，与此相反，两种小磁区之间没有亮度差，但是有相对运动，于是，由于多普勒效应和塞曼效应的结合，就产生出谱线的跨越效应. 当然，一般情况是在这两个极端状态之间. 普列斯顿 (Preston)[24] 利用这个模型解释了室女座 78 星的谱线跨越现象. 对于这颗磁星他把相反磁区的温度差取为 300K，把相对运动速度取为 2 公里/秒.

（五）双星模型.

这是一个比较新颖的模型，是由伦森 (Rensen)[25,26] 提出

来的．他认为，一切 Ap 星都是密近双星，磁星是该双星系统中的主星，在它附近还有一个小而重的伴星．这两颗星都围绕着双星系统的重心沿椭圆轨道运行．主星上由伴星引起的潮汐会产生磁场；既然两颗星的相对位置不断改变，主星上的潮汐便有时高，有时低．这就解释了磁星的磁场的不断变化．伴星先在轨道的一侧，经过半个周期后就转到另一侧，这可以说明磁星磁场极性的定期转换．由于双星系统轨道的偏心率可以很大，也可以很小，所以，磁星磁场变化的周期可以很长，也可以很短．关于磁星磁场变化周期的说明是双星学说的一个突出的优点，其他的模型都很难说明为什么不同磁星的周期会相差这样悬殊．

对于磁星来说，似乎还没有观测到有双星交食的迹象．这也许意味着伴星是很小的．可是，伴星的质量却不能太小，否则，它就不能在主星上引起潮汐和磁场变化．这种小而重的伴星很可能就是演化到晚期的退化恒星．既然它的演化进程较快，那么，在它的质量不断被损耗中就会不断地向主星喷射物质，从而引起主星的化学含量发生变异．此外，在潮汐作用下，恒星表面各处的亮度和高度都在不断地变化着，这可以解释磁星的光谱和视向速度的变化．

近年来发现，恒星大部分都属于双星系统，而 A 型星就更是如此。观测表明，有一些磁星（例如 HD 98088）已可以肯定是属于双星系统．因此可以认为，用双星模型来解释磁星的特征是可取的．

上面介绍的五种磁星模型，它们的内容互异，各有特色．由于磁星的现象十分复杂，可能存在着类型不同、成因不一的各种磁星．因此，几种模型不一定是互相排斥的，它们也许可以并存不悖．今后，人们当然也可能会提出更加接近真实的，新的磁星模型来．

§5 磁场与恒星的自转

大家知道，日月星辰以及地球等一切天体都是不停地在旋转着；同时，许多天体又都具有磁场．因此，早在十九世纪末期就有人[27]主张，天体的磁场和自转之间一定有着某种物理实质的联系．H．W．巴布科克[9]曾把太阳与早型星作过对比．因为太阳赤道上的自转速度为 2 公里/秒，而普遍磁场的强度为 50 高斯[1)]；那么，如果磁场强度与自转速度成正比，并取 B，A，F 型星的平均赤道转速为 60 公里/秒，它们的磁场强度就应该是 1500 高斯．说来真是凑巧，巴布科克所观测的第一颗恒星——室女座78——的磁场强度正好是这样大．于是，人们就一度认为，天体的磁场强度真是与自转速度成正比，而且还有人认为这是自然界的基本规律之一，也是电磁场与重力场之间联系的具体表现之一．这方面的代表人物是布莱克特（Blackett）[28]，他把地球、太阳和室女座 78 星（这是当时已测出磁场强度的唯一恒星）三个天体的自转和磁场作了一番比较，结果列于表 9.2[2)]．有趣的是，尽管这三个天体的质量、体积和磁场强度都相差悬殊，可是它们的磁矩（P）和角动量（U）的比值（P/U）却几乎一样．布莱克特进一步指出，P 和 U 这两个物理量之间存在下列关系：

$$P=\beta\frac{\sqrt{G}}{c}U; \qquad (9.6)$$

式中 G 为引力常数，c 为光速，β 是一个近似等于 1 的常数．他认为，关系式（9.6）代表了自转和磁场的内在联系，并企图为这个概念找到理论诠释和实验证据．但是，人们认识的发展往往是曲折复杂的．近年来，有大量的观测资料表明，磁场

1）这是黑尔在本世纪初期测量的结果，显然偏高．

2）布莱克特当时采用的一些数值现在已嫌陈旧．

表 9.2　地球、太阳和室女座 78 星的自转和磁场

	地　　球	太　　阳	室 女 座 78
质　量（克）	6.0×10^{27}	2.0×10^{33}	4.6×10^{33}
半 径（厘 米）	6.37×10^{8}	6.97×10^{10}	1.4×10^{11}
角速度（秒$^{-1}$）	7.3×10^{-5}	2.9×10^{-5}	7.3×10^{-5}
角 动 量 U	7.1×10^{40}	1.12×10^{49}	2.6×10^{51}
极区磁场强度（高斯）	0.61	53	1500
磁　矩　P	7.9×10^{25}	8.9×10^{33}	2.1×10^{36}
P/U	1.11×10^{-15}	0.79×10^{-15}	0.81×10^{-15}

最强的星不一定自转很快．具体说来，对于一般的早型星，赤道转速在视线方向上的投影（$v\sin i$）的平均值是 177 公里/秒，而 Ap 星仅为 52 公里/秒．这样看来，天体的磁场与自转之间很可能并没有实质上的联系．

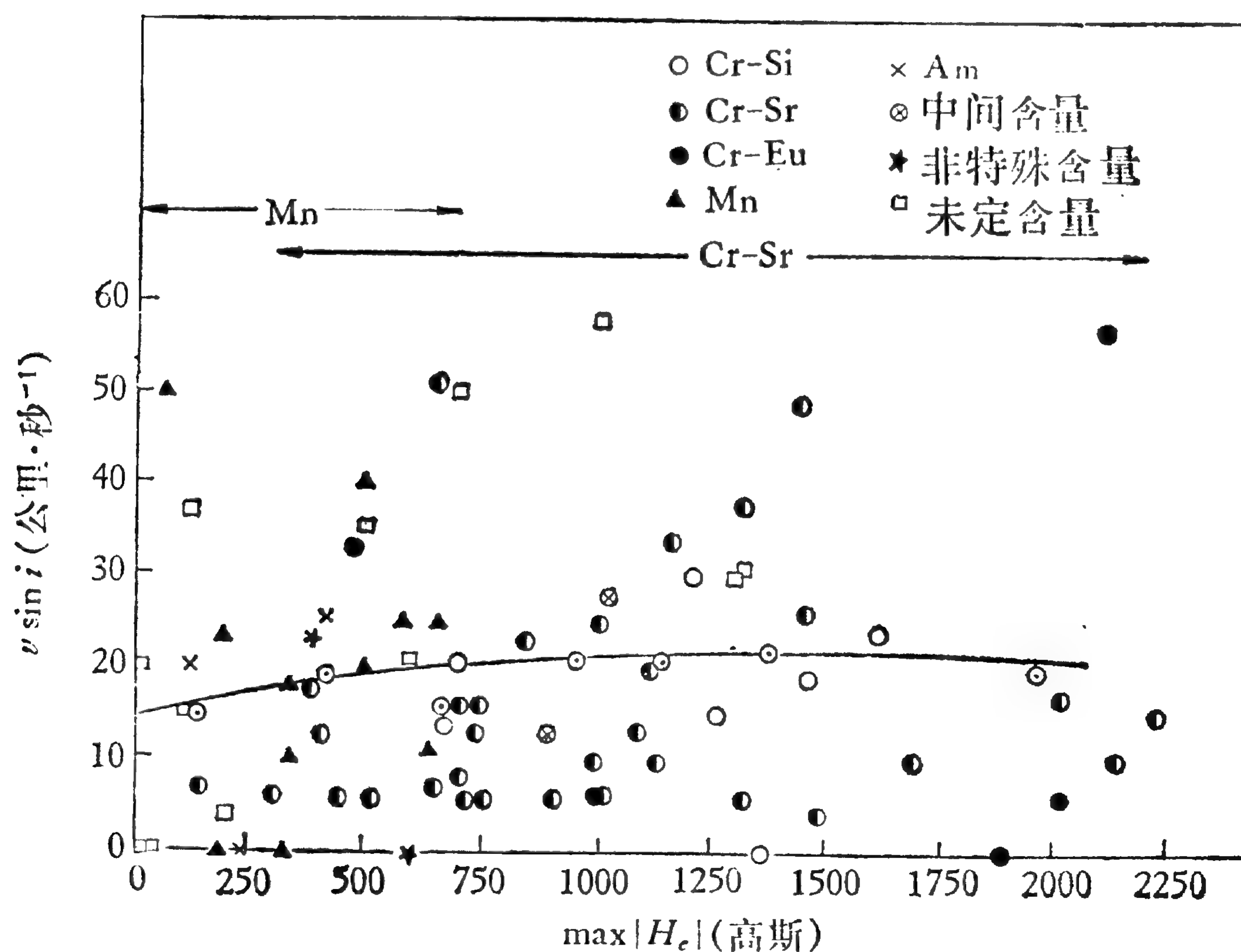


图 9.9　磁场强度和恒星的自转速度

不久前，两位捷克天文工作者[29]对 80 颗磁星作了统计研究. 他们绘出了磁星在以 $v\sin i$ 和 H_e（极区磁场强度）为坐标的图上的位置(见图 9.9). 我们可以看到，图上的点子弥散得很厉害，因此，很难认为恒星的自转速度与磁场强度之间有什么确切的关系. 我们顶多只能说，当 H_e 从 0 增加到 1000 高斯时，$v\sin i$ 由 15 变为 21 公里/秒，在这一段自转速度随磁场的增长并不是很大的.

顺便提到，图 9.9 还告诉我们，化学成份不同的磁星的磁场强度可能是不一样的. 具体说来，锰含量特别大的磁星的 H_e 值小于 700 高斯，而铬和锶特别多的磁星的 H_e 在 400 高斯以上.

§6 脉冲星的磁场

脉冲星是六十年代天体物理学的重大发现之一. 1967年11月28日，英国剑桥大学的一些科学工作者[30]用射电望远镜观测到一个射电源(后来定名为 CP 1919) 的辐射强度以一定的周期接连不断地作快速脉冲. 这个发现在宣布以后，立即引起了全世界天文工作者的极大重视. 紧接着，许多天文台、站都投入了这方面的观测，并迅速发现了大量的脉冲星[1)]，它们的周期都在 4—0.03 秒范围内. 每个脉冲星的周期都很稳定，可以和当代最精确的原子钟媲美. 脉冲都很窄，只有几个至几十个毫秒[2)]. 像这样精确的天体时间讯号，在过去是很难想像的.

脉冲星的信息意味着什么？换句话说，脉冲星在物理实质上是怎么一回事？面对着这一重大课题，天文工作者已经提出了一些解释. 从目前情况看，最令人信服的解释，是认为

1）目前总计发现了一百多颗脉冲星.

2）1 毫秒等于 0.001 秒.

脉冲星就是具有强磁场的快速自转着的中子星．中子星是质量和太阳相接近，但体积却非常小（直径仅约 20 公里）因而密度高达每立方厘米一亿吨（！）的特殊类型的恒星．在这种恒星中，由于物质的密度极大，强大的压力使得在一般情况下绕原子核旋转的电子都挤进了原子核，同原子核里的质子结合成为中子．中子星表面的温度达到了一千万度，辐射能量约为太阳的一百万倍．这种处于超密态和超高温的星体正在不停地作快速自转，它每旋转一周，由它表面固定的亮斑发出的射电辐射就向地球发来一个脉冲信号．这就是我们观测到的射电脉冲．

为了进一步了解脉冲星的性质，下面我们将从自转和磁场两个方面对它分别加以讨论．

如果一个快速自转的星体要保持稳定，也就是说，其内部的物质不致大量流失，必要的条件是它的重力加速度要大于离心加速度．这个条件的数学表达式是

$$\frac{GM}{r_0^2} > \frac{v_0^2}{r_0} = \Omega^2 r_0, \tag{9.7}$$

即

$$\Omega < \sqrt{\frac{GM}{r_0^3}} = \sqrt{\frac{4\pi G\bar{\rho}}{3}}; \tag{9.8}$$

式中 M，r_0，Ω，v_0 和 $\bar{\rho}$ 分别代表星体的质量、半径、自转角速度、表面速度和平均密度．由此可以求得星体的自转周期为

$$p = \frac{2\pi}{\Omega} > \sqrt{\frac{3\pi}{G\bar{\rho}}}. \tag{9.9}$$

上式表示，自转周期随平均密度的减小而增加．当 $\bar{\rho} \leqslant 10^8$ 克·厘米$^{-3}$时，$p > 1$ 秒；白矮星的平均密度约为 10^8—10^9 克·厘米$^{-3}$，因此，白矮星很难发出像脉冲星那样短周期的脉冲．事实上，还没有任何一个脉冲星在光学上被证认为是白

矮星．可是，当恒星演化到后期，能源枯竭，恒星急剧收缩，强大的压力会使电子"挤进"原子核，使之变成为一颗中子星．这时它的物质平均密度高达 10^{14} 克·厘米$^{-3}$，它就能够得到 $p < 10^{-2}$ 秒这样短的自转周期．

一颗普通恒星要变成中子星，必须经历非常剧烈的收缩，在此过程中，不仅它的自转速度会大大增加(按角动量守恒定理，角速度随着半径的减小而增大)，而且其磁场强度也会急剧变大．这是因为，对于"冻结"在等离子体中的磁场来说，磁力线总数是固定的，即 $\pi r_0^2 H =$ 常数，因此磁场强度 H 与 r_0^2 成反比，即与 $\bar{\rho}^{2/3}$ 成正比．如果在收缩前，$r_0 = 3 \times 10^{10}$ 厘米，$\bar{\rho} = 1$ 克·厘米$^{-3}$，此时 $H = 1$ 高斯；那么，在收缩后，$r = 3 \times 10^6$ 厘米，$\bar{\rho} = 10^{12}$ 克·厘米$^{-3}$，这时便有 $H = 10^8$ 高斯．如果考虑到收缩前恒星的磁场强度就可能有 10^3—10^4 高斯，中子星的平均密度高达 10^{14} 克·厘米$^{-3}$，那么可以认为，脉冲星表面的 $H \approx 10^{12}$—10^{14} 高斯！这样强的磁场在物质世界中真是罕见．

谈到这里我们还必须指出，在超强磁场领域经典的电磁理论已不适用，一些量子效应显现出来了．在这方面已经出现了新的理论(详细情况见文献[31、32])．那么，什么是经典理论和新理论的适用范围呢？

经典电磁学告诉我们，一个电子在磁场 H 中的运动方程为

$$m\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = \frac{e}{c}\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{H}. \tag{9.10}$$

取 H 沿 z 轴，上列方程的解式为

$$\left.\begin{aligned} x &= x_0 + R_L \sin(\omega t + \alpha), \\ y &= y_0 + R_L \cos(\omega t + \alpha), \\ z &= z_0 + v_z t. \end{aligned}\right\} \tag{9.11}$$

式 (9.11) 说明，电子在磁场中作螺旋式运动. 它的轨迹在 (x, y) 平面上的投影是以 (x_0, y_0) 为中心,以 R_L 为半径的一个圆，圆周运动的角速度为 ω，位相角为 α. 在 Z 方向上，它作等速直线运动，速度为 v_z. 式中拉莫尔 (Larmor) 半径 $R_L = cp_\perp/eH$ ($p_\perp$ 是电子在 (x, y) 平面内的动量，c 是光速). 由此可知, H 愈强, R_L 愈小. 当 R_L 小到和电子的德布罗意 (de Broglie) 半径 (λ_B) 相当的程度时,量子化条件就开始起作用. 显然，这时的 R_L 只能取某些确定的数值,而不能取任意值.

按照定义，$\lambda_B = h/mv$，或者改写为

$$\lambda_B = \frac{1.22 \times 10^{-7}}{\sqrt{E}}; \tag{9.12}$$

式中 λ_B 以厘米为单位, E 以电子伏为单位. 对于 1 高斯的磁场，当电子的能量是 1 电子伏时，拉莫尔半径为 1 厘米. 可是,对于 $H = 10^7$ 高斯的极强磁场, 1 电子伏的电子的拉莫尔半径就缩小到 10^{-7} 厘米, 这已能与德布罗意半径相比拟了. 由此可见, 对于 $H \geqslant 10^7$ 高斯的白矮星, 尤其是对于脉冲星, 我们必须要考虑磁场的量子化.

接着,我们要讨论,在超强磁场中物质会成为什么样子?

原子物理学告诉我们，一个原子——例如氢原子——的各能级之间的差异大致是 $E_a \approx \frac{e^4 m}{2\hbar^2} \approx 10$ 电子伏. 另一方面,一个非相对论性的自由电子在磁场中的能级差大约是 $E_H \approx \frac{e\hbar H}{mc} \approx 10^{-8} H$ 电子伏. 在一般情况下, 当磁场不是非常强烈时，外界的磁场不会影响到原子的内部结构，这时应当有 $E_H \ll E_a$, 即下列不等式成立:

$$H \ll \frac{e^5 m^2 c}{\hbar^3} = 3 \times 10^9 \text{ 高斯}. \tag{9.13}$$

如果考虑的不是氢原子，而是一个原子序数为Z的重原子，上列判据应改为

$$H \ll \frac{e^3 Z^3 m^2 c}{\hbar^3} = 3 \times 10^9 Z^3 \text{高斯}. \qquad (9.14)$$

也就是说，导致破坏判据的磁场强度的数值变得更大了．在过去，人们未曾怀疑过这些判据在天体上是成立的．但是，中子星的发现改变了人们的看法．在这样特殊的天体上，不仅对于最简单的元素氢原子的式(9.13)不成立，甚至对于铁这样的重元素（$Z = 26$，$Z^3 \approx 18000$），判据(9.14)也已被破坏．在这种情况下，外界磁场已经会影响到原子内部，将会出现一些反常现象．例如，电子绕原子核旋转的轨道，这时变成了长轴沿磁场方向的非常扁的椭圆．两个重原子（例如铁原子)这时可以结合成为分子（Fe_2），而这些分子又可以连结成为高分子型的物质，并由它构成中子星的坚硬的表面．此外，超强磁场还会影响到中子星的物质状态，使压力成为非各向同性的，使中子的β衰变和中微子产生过程都受到影响；等等.关于这些饶有趣味的现象，在文献[33、34]中有比较详细的讨论．

超强磁场的研究是天体物理学中一个重要的新课题．由于目前在实验室里只能在极短的时间内达到10^6高斯的强磁场，所以，对脉冲星的超强磁场的研究一定会给物理工作者以重要的启示，并有可能导致一个物理学崭新领域的开辟．

§7 白矮星的磁场

早在1850年，贝塞尔（F. W. Bessel）就用子午仪观测到天狼星运动的不规则性，它好像在绕着圈子前进．贝塞尔认为，这是由于天狼星有一颗隐而未见的伴星引起的，这两个星体都绕着它们共同的重心转动．在1862年，克拉克（A.

Clark）证实了贝塞尔的预言，用望远镜果真看见了天狼星的伴星．以后的研究揭示出，天狼伴星是一个与众不同的星球，它的体积很小（与行星相近），亮度很低（只有太阳的 0.3%），但是质量却与太阳大致相等．因此，它的密度特别大，平均密度竟达到 10^5 克/厘米^3．换句话说，它比水重十万倍！这样的恒星称为白矮星．

我们在上一节里谈到过，对于“冻结”在等离子体中的磁场来说，H 与 $\rho^{2/3}$ 成正比．既然白矮星的物质密度非常大，它的磁场也应当是很强的，估计可达 10^5—10^7 高斯．不过，要从光谱观测去证实白矮星有这样强的磁场，却不是一件容易的事情．这是因为，像白矮星那样致密的星体，它所发出的辐射基本上是连续光谱，很少有谱线，我们所熟悉的由谱线的塞曼效应来测量磁场的方法，对于白矮星已很难适用． 在这种情况下，我们必须要采用新的方法．不久前，肯普（Kemp）[35] 从理论和实验两个方面，论证了在强磁场中的光源发出的连续光谱应具有圆偏振． 实际观测发现，有些白矮星的连续光谱的确呈现出 1—3% 的圆偏振[36]．用肯普的理论来解释，这就意味着白矮星上存在着 10^7 高斯的强磁场．

然而，客观情况是复杂的．有观测表明，有些白矮星没有 10^5 高斯以上的磁场[37]．对此现在有一种解释（见[38]）认为这些白矮星处于恒星演化的末期，磁场已在漫长的演化途程中衰减了．这个论点是否正确，尚须作进一步的研究．

参　考　文　献

[1] Cameron R. C. (ed.), 1967, The Magnetic and Related Stars.

[2] Babcock H. W., 1960, 见 Stellar Atmospheres, ed. J. L. Greenstein, p. 282.

[3] Babcock H. W., 1962, 见 Astronomical Techniques, ed. W. A. Heitler, p. 107.

[4] Deutsch A. J., 1958, 见 Handbook der Physik, **51**, p. 689.

[5] Cowling T. G., 1965,见 Stars and Stellar Systems, **8**, p. 425.
[6] Ledoux P., Renson P., 1966, 见 Ann. Rev. Astr. Astrophys., **4**, p. 293.
[7] Пикельнер С. Б., Хохлова В. Л., 1972, *Усп. Физ. Наук*, **107**, 389.
[8] Gollnow H., 1965, 见 Stellar and Solar Magnetic Fields, ed. R. Lüst, pp. 1, 23.
[9] Babcock H. W., 1947, *Ap. J.*, **105**, 105.
[10] Babcock H. W., 1958, *Ap. J. Suppl.*, **3**, No. **30**.
[11] Severny A., 1970, *Ap. J.*, **159**, L73.
[12] Северный А. Б. и др., 1974, *Изв Кр АО*, **50**, 3.
[13] Babcock H. W., 1960, *Ap. J.*, **132**, 521.
[14] Aller M. F., 1971, *Sky and Tel.*, **41**, 220.
[15] Burbidge G. R., Burbidge E. M., 1955, *Ap. J.*, **122**, **396**; 1956, *Ap. J.*, **124**, 130, 655.
[16] Schwarzschild M., 1949, *Ann. d'Astrophys.*, **12**, 148.
[17] Kienle H., 1950, *Naturwissenschaften*, **37**, 137.
[18] Babcock H. W., 1958, *Ap. J.*, **128**, 228.
[19] Stibbs D. W. N., 1950, *M.N.R.A.S.*, **110**, 395.
[20] Deutsch A. J., 1954, *Trans. IAU*, **8**, 801.
[21] Deutsch A. J., 1958, 见 Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, ed. B. Lehnert, p. 441.
[22] Deutsch A. J., 1956, *P.A.S.P.*, **68**, 92.
[23] Deutsch A. J., 1957, *Ap. J.*, **62**, 139.
[24] Preston G. W., 1967, 见 The Magnetic and Related Stars, ed. R. C. Cameron, p. 3.
[25] Renson P., 1963, *Ciel et Terre*, **79**, 68.
[26] Renson P., 1963, *Bull. Soc. Roy. Sci. Liege*, **32**, 664.
[27] Schuster, 1892, Report of B.A.A.S. for 1892, p. 634.
[28] Blackett P. M. S., 1947, *Nature*, **159**, 658.
[29] Babu G. S. D., Sinvhal S. D., 1972, *B. A. C.*, **23**, 297.
[30] Hewish A., et al., 1968, *Nature*, **217**, 709.
[31] Canuto V., Chiu H. Y., 1971, *Sp. Sci. Rev.*, **12**, 3.
[32] Chiu H. Y., 1970, *P.A.S.P.*, **82**, 375.
[33] Ruderman M., 1971, *Phys. Rev. Lett.*, **27**, 1306.
[34] Cameron A. G. W., Canuto V., 1974, 见 Astrophysics and Gravitation, p. 221.
[35] Kemp J. C., 1970, *Ap. J.*, **162**, 169.
[36] Angel J. R. P., Landstreet J. D., 1971, 见 White Dwarfs, ed. W. J. Luyten, p. 79.
[37] Preston G. W., 1970, *Ap. J.*, **160**, L143.
[38] Chanmugan G., Gabriel M., 1972, *Astr. and Astrophys.*, **16**, **149**.

第十章　银河系和星系际空间磁场

介绍了太阳和恒星的磁场，本章打算再谈谈大宇宙——银河系、河外星系以及星系际空间——的磁场.

银河系是太阳系所在的一个恒星系统，它包含大量的恒星、星团、星协、星际气体云以及极度稀薄的星际物质. 整个银河系好像是一个中间鼓起的扁平的圆盘,直径约 8 万光年,中心部份的厚度大致是 1.5 万光年. 太阳并不在银河系的中心，它与中心的距离约为银河系半径的 2/3. 银河系在不停地旋转，其外部的旋转周期为 2.5 亿年左右. 由于银河系中即使在 H I 区[1]电导率也很高(见表 1.2),因此我们可以认为,整个银河系都是磁场弥漫的区域. 但是,除银河系外,还存在着数以亿万计的其他恒星系统——河外星系;在它们之间,是辽阔的宇宙空间,在这些区域,也很可能存在着磁场. 由此可见,天体磁场的研究有着不可胜数的对象和极为丰富的题材. 不过，银河系和宇宙空间磁场的研究，目前都还处于初始阶段,已有的观测资料和理论研究都十分有限. 因此,本章只是简略地叙述一些基本情况.

§1　星际空间磁场

虽然拥有一千多亿颗恒星,银河系却并不显得“拥挤”,它的平均密度只有 10^{-23} 克/厘米^3,比现代物理实验室里所能达到的最高度的“真空”甚至还要稀薄. 银河系里的绝大部份空

---

1) 即氢原子处于中性状态的区域.

间实际上都是星际空间，那里的物质密度低达 6×10^{-24} 克/厘米^3，即每立方厘米只有不多几个原子或其他质点．乍看起来，这样稀疏的星际物质似乎是微不足道的，但是，如果考虑到星际空间是如此辽阔广大，星际物质的总量实际上几乎与恒星的总质量相当，那么，就不可以等闲视之了．

早在本世纪三十年代，那时便已经有人揣测到星际空间可能存在着磁场．从四十年代起，陆续指出了比较确凿的证据，但是，正式的测量却是在 1960 年才开始进行的．总起来说，有以下几方面的事实可以证明星际空间具有磁场（详细介绍见文献 [1—5]）．

（一）宇宙射线．

这是自然界的一种高能粒子流，主要成份是质子和 α 粒子，能量（E）大约在 10^8—10^{18} 电子伏之间．宇宙射线的一个重要特征，是它的高度各向同性，即来自四面八方的宇宙射线的强度几乎完全相等．具体说来，对于 $E < 10^{17}$ 电子伏的宇宙射线，各向异性的程度还不到 1%；对于 $E > 10^{17}$ 电子伏的宇宙射线，也不超过 3%．只有能量在 10^{19} 电子伏以上的超高能粒子，才有比较明显的各向异性．为什么宇宙射线有这样强的各向同性？可能的答案有两个．一个是，宇宙射线源在空间呈均匀分布；另一个是，星际空间有磁场，它能影响带电质点运动的方向，使本来不是各向同性的宇宙射线均匀化了．前一种说法很难成立，因为，如果它成立的话，总星系[1)]的宇宙射线就应该是各向同性的，这样一来，宇宙射线的能量密度就应当比恒星辐射能的密度大得多．实际上，在地球附近，宇宙射线的能量密度约为 10^{-12} 尔格/厘米^2，这只与银河系中恒星的辐射密度相近．在第二种解释中，电荷为 Z 的带

1）即已经观测到的全部宇宙空间．

电质点在磁场 (H) 中的运动轨迹的曲率半径是

$$r = \frac{E \sin \theta}{300HZ} \tag{10.1}$$

(θ为质点的速度与H的夹角，E的单位为电子伏)．即使对于 $E \approx 10^{19}$ 电子伏的超高能粒子，我们也可以认为它们的 r 小于银河系的范围(10^{22} 厘米)． 如果取 $Z = 1$ (宇宙射线质点大部份是质子)，我们就可以推得星际空间的磁场强度 $H \approx 3 \times 10^{-6}$ 高斯．

(二) 非热射电辐射．

早在 1931 年，科学工作者就在14.7米波长上观测到了银河系的射电辐射，这是人类第一次接收到的天体的无线电波．射电辐射产生的机制十分复杂，有热辐射，也有非热辐射． 产生非热辐射的机制之一，就是本书第二章介绍过的同步迴旋辐射，它是由相对论性电子在磁场内的运动产生的，辐射强度与 $H_{\perp}^{(\gamma+1)/2}$ 成正比．这里的 γ 是频谱指数，由下式定义：

$$dN(E) = KE^{-\gamma}dE; \tag{10.2}$$

式中 $dN(E)$ 是能量介乎 E 和 $E + dE$ 之间的电子数；K 是一个与电子密度成正比的参数． 通过对射电频谱的分析，并认为相对论性电子的密度与宇宙射线中质子的密度近似相等，由此我们可以求得 $H_{\perp} \approx 3 \times 10^{-6}—10^{-5}$ 高斯．

(三) 星光偏振．

在 1949 年人们发现，某些恒星的光呈现出比较明显的线偏振． 从那时起，天文工作者已经对七千多颗恒星进行了偏振观测． 大致说来，恒星愈远，偏振度愈大，最大可达 8—10%． 星光偏振现象可被解释为，由于星际磁场使物质粒子按一定方式排列，星光经它们散射而产生偏振． 关于这方面的理论计算，是相当复杂的，因为计算中必须要考虑进粒子的成份、形状、磁导率等多种因素，而这些因素尚具有很大的不

确定性. 初步的分析曾给出星际磁场的强度为 $10^{-5}-2\times10^{-5}$ 高斯.

(四) 星际气体云的形状.

在银河系内，几乎所有较大的弥漫星云和多数暗星云都呈扁长形,而且一般都平行于银道面. 理论计算指出,银河系的较差自转不足以造成这个现象. 沙因 (Шайн)[6] 提出，星际磁场对星云物质的运动起着支配作用，从而使星云沿着磁力线方向延伸；而银河系的磁场正好主要在银道面上. 但是也有人认为，某些非磁性的动力学现象也可以使星际气体云具有上述形状(见[3]). 由此看来,磁场不一定是导致星际气体云具有扁长形的唯一的因素.

尽管上述四种现象都暗示了星际磁场的存在,可是,直到 1960 年,人们才由 21 厘米氢线的塞曼效应直接测出了星际空间的磁场强度[1]. 在磁场的作用下,氢的 21.11 厘米射电辐射被分裂为下列三条支线:

$$\pi \text{ 支线} \qquad \nu=\nu_0=1420.41 \text{ 兆赫;}$$

$$\sigma \text{ 支线} \qquad \nu=\nu_0\pm\frac{1}{2}\nu_H=1420.41\pm\frac{eH}{4\pi mc} \text{ 兆赫.}$$

其中两条 σ 支线的频率差为

$$\Delta\nu=\frac{eH}{2\pi mc}=2.8H \text{ 兆赫;} \qquad (10.3)$$

当 $H\approx10^{-5}$ 高斯时，$\Delta\nu\approx30$ 赫. 不用说,这样的分裂量是太小了,它往往被多普勒位移掩盖住而无法分辨出来. 在五十年代中期人们已经发现[7]，氢的 21 厘米吸收线非常锐细，半宽度约为 10 千赫,比较适宜用作塞曼分裂的测量. 但是，即使对于这样的谱线，上述塞曼分裂量也还不到它半宽度的

---

1) 后来有人对 OH 谱线作过类似的观测.

表 10.1　星际空间磁场观测结果

星云号	射电源	纵向磁场强度(10^{-6}高斯)	纵向磁场上限(10^{-6}高斯)
1	仙后座A	$+1\pm4$	5
2	仙后座A	$+1\pm7$	7
3	仙后座A	-3 ± 7	7
4	金牛座A	$+10\pm10$	10
5	人马座A	$+14\pm40$	40

1%. 为了测出这样微弱的塞曼效应,天文工作者采用了一种与光电磁象仪相类似的方法[8]，在作实际测量时使用的是焦德尔·班克（Jodrell Bank）天文台的 76 米射电望远镜[9]. 测量结果见表 10.1；表中"+"号表示磁场向量指向离开观测者的方向,"—"号表示反方向. 射电源在银河系内的分布情况见图 10.1.

平均说来,星际空间的纵向磁场强度为 6×10^{-6} 高斯,后来测得的结果（例如见 [10]）稍微又大一些,约为 10^{-5} 高斯. 不同的测量者所得到的数值不同，这有可能是他们各自的测

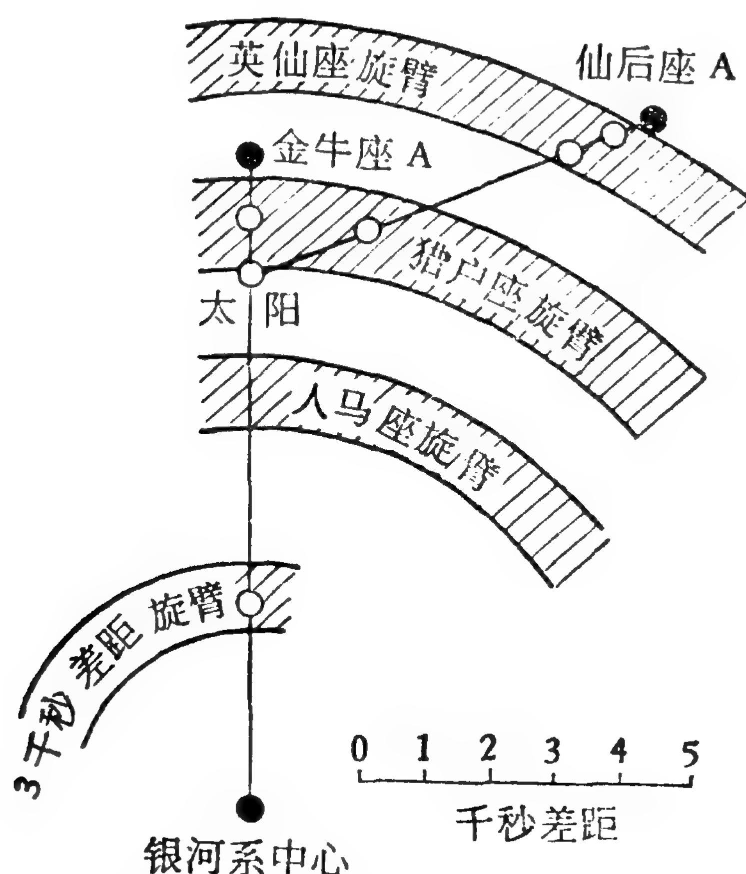


图 10.1　星际空间磁场的观测

量精度不一样所致，但也有可能这些不同的测量值正反映了银河系内不同区域的磁场强度之间确有差异。

近年来，又有人用脉冲星的观测资料来推求星际空间的磁场强度。由于星际空间存在着磁场，脉冲星的偏振辐射将会呈现出法拉第旋转，旋转量与积分 $\int n_e H_z dz$ 成正比［见公式(2.20)］。这个积分也可以化为 $\overline{H}_z \int n_e dz$，此处 $\overline{H}_z$ 是星际磁场强度在视线方向上的分量的平均值。另一方面，脉冲讯号又具有一定程度的弥散，弥散的数量(称为色散量)与 $\int n_e dz$ 成正比.比较法拉第旋转量和色散量这两个量，我们就可以求得星际空间磁场强度的平均值 $\overline{H}_z$。关于这方面的详细情况和实测结果，请见文献[4]；几次测量的平均结果为 $\overline{H}_z = 1.6 \times 10^{-6}$ 高斯。

最后，我们要指出，关于星际空间磁场的起源问题，由于观测资料的贫乏和粗糙，目前还不可能有比较成熟的研究。对此，我们只能简略介绍一下已经提出的几个初步的模型。

（一）种子场。

在这个模型中，认为一个微不足道的"种子"磁场，可以通过某种机制放大到目前星际空间磁场的强度和规模。

（二）化石场。

主张星际磁场起源于所谓最初的"大爆炸"；由于磁场的衰减时间非常长，在星系的年龄内不会发生明显的变化，目前星际空间的磁场可以解释为就是"大爆炸"时刻产生的磁场留存下来的余迹。

以上两种理论，在文献［11—13］中有比较详细的阐述。

（三）穴状场[14]。

这个理论认为，许多局部的磁场源(如超新星遗迹、脉冲星、恒星风等)把星际空间磁场分割成了许多局部的结构，它们合起来构成了蜂巢式样的星际磁场。

此外，还有一种说法，认为星际空间的磁场是由星系核的磁场产生的[15]。至于星系核的磁场，我们将在本章最后一节加以说明.

§ 2 银河系的磁场结构

近年来的研究表明，银河系，不论其结构或运动，都与磁场有密切的联系. 对于这个问题，可以就旋臂、银心、银冕和太阳附近等四个部份来分别加以叙述.

同许多河外星系相似，银河系也呈现出旋涡结构. 从银河系的中心伸出来几个旋臂，这些旋臂的宽度平均为 1400 光年. 在旋臂之间，平均物质密度不超过每立方厘米 0.1 个原子. 在旋臂内部，平均密度达到每立方厘米 1 个原子；而旋臂内气体云的密度甚至可达到每立方厘米 10—20 个原子. 气体云相对运动的速度大约是 7 公里/秒. 值得注意的是，人们通过对星光偏振的观测资料和对非热射电辐射分布的分析，都发现了旋臂与磁场的方向是一致的. Г. А. 沙因（见 [2]）把星云的形状同由星光偏振求得的磁场方向加以对比（见图 10.2），更发现河内星云一般都是沿着磁力线方向延伸. 这意

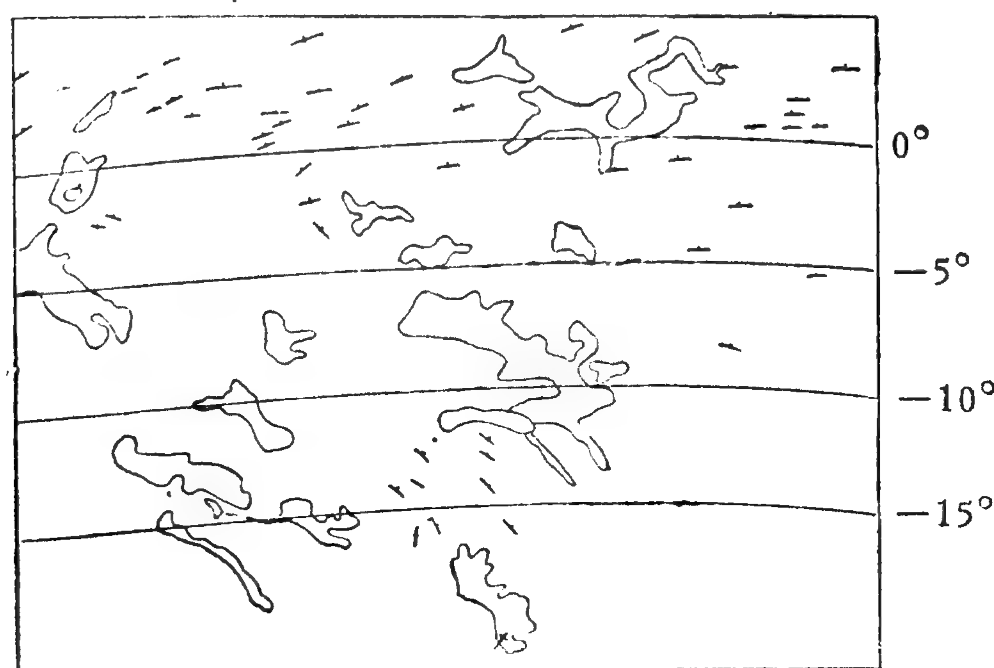


图 10.2 英仙座和金牛座内星云的形状与星光偏振的方向

味着，旋臂的磁能密度大于星云动能的密度，因而磁场对星云的运动起到支配作用. 此外，旋臂里面的磁场不是完全均匀的，而是有几十至几百秒差距范围的局部分布. 皮克耳聂尔（Пикельнер）等[16]还发现，星云沿着旋臂方向的速度分量，平均说来，大于垂直于旋臂方向的速度分量. 这就告诉我们，旋臂的磁场不仅使星云延伸，还影响到了它们的运动方向.

星际空间磁场对物质的作用还从下列事实得到说明. 中性氢云虽然只有 100K 的低温，但由于宇宙射线的作用，却具有千分之一左右的电离度；由于物质密度很低，能够满足等离子体与磁场间的冻结关系. 实际观测表明，在金牛座、仙后座、天鹅座、猎户座以及 M17 中的一些中性氢云，它们都大致满足 $H\propto n_H^{2/3}$ 的冻结关系；这里 n_H 是氢原子密度，即每立方厘米的氢原子数.

在磁场作用下旋臂是否稳定，这也是一个值得探讨的问题. 钱德拉塞卡（Chandrasekhar）和费米（Fermi）[17] 认为，一个有磁场贯穿的柱状气体能够保持稳定的条件是

$$\sqrt{\overline{H}^2} \lesssim 2\pi R\sqrt{\rho\rho' G}; \tag{10.4}$$

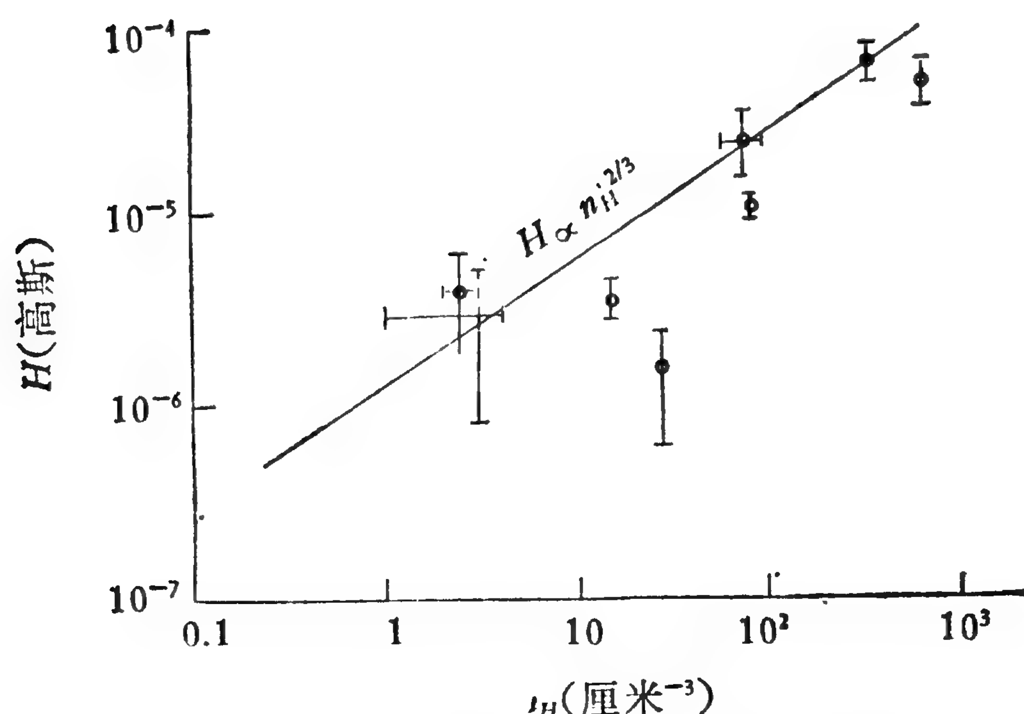


图 10.3 中性氢云的密度与磁场强度的关系

式中 R 为柱体的半径，ρ 为气体的密度，ρ' 为气体和恒星的总密度，G 为引力常数．取 $\rho = 2 \times 10^{-24}$ 克·厘米$^{-3}$，$\rho' = 3\rho$，$R = 250$ 秒差距，得到 $\sqrt{\overline{H^2}} \lesssim 4 \times 10^{-6}$ 高斯；这可以说是旋臂磁场强度的上限．

关于银河系核心的磁场，我们了解得就比旋臂磁场更少了．银河系的核心是一团稠密的、由电离氢（H II）组成的星云，直径约为 6—8 秒差距．在这团星云周围，有一个由中性氢组成的环状组织，它在作快速旋转，速度达 200 公里·秒$^{-1}$． 很可能，这就形成了星系核的磁转子．此外，在离银心 3000 秒差距的地方有一个旋臂，它的物质以 50 公里·秒$^{-1}$的速度离开银心向外运动，每年约有一个太阳质量的物质从核心区流出．令人费解的是，银心气体的角动量几乎等于零，因此，由核心流出的物质应很难参与银河系的自转；可是，半径为 3000 秒差距的旋臂确实在自转着．这样一来，就出现了角动量重新分配问题．文献 [18] 认为，这可能与磁场有关．关于银心磁场的强度，现在还缺乏直接的测量结果．

观测表明，银河系的非热射电辐射不仅来自银道面，在高银纬区域也有这样的辐射．这是因为，在银河系圆盘外面，存在着稀疏的气体云；这就是所谓银冕．宇宙射线的各向同性，也暗示了银冕的存在．银冕的半径约为 10,000—15,000 秒差距，物质密度的上限是 10^{-2} 原子·厘米$^{-3}$． 我们在上一节曾提到，同步迴旋辐射的强度与 $H_{\perp}^{(\gamma+1)/2}$ 成正比；利用这个关系，我们由射电观测可以知道银冕的磁场强度比银道面小两倍左右．银冕的磁场很可能是紊乱的，这是因为，如果它是有规则的，我们就很难解释宇宙射线的各向同性．此外，银冕还不会有明确的边界，由银冕向外，就过度到辽阔的星系际空间了．

马修森（Mathewson）[19] 根据大约 7000 颗恒星的偏振观

测资料，曾建立起一个太阳附近星际空间磁场的分布模型. 他认为，太阳附近的磁场呈现出螺旋形结构，螺旋的截面是椭圆，而椭圆的长轴与银道面平行.

根据以上叙述，我们可以认为，在银河系的广阔空间里存在着大尺度的普遍磁场和小尺度(范围约为 10^2 秒差距)的局部磁场. 前者基本上沿着银河系的旋臂方向，而后者可能呈现出螺旋形结构. 至于磁场强度，二者是相近的，都在 10^{-6}—10^{-5} 高斯范围内. 这些就是我们目前对银河系磁场结构认识的大致状况. 显然，为了更深入、更精细地了解银河系的磁场结构，还需要继续作大量的研究.

§3 麦哲伦星云的磁场

既然银河系中存在着磁场，其他的恒星系统——河外星云——很可能也具有磁场. 河外星系都非常遥远[1)]，我们所能接受到的辐射十分微弱，因此，目前只是对距我们最近的[2)]河外星系——麦哲伦星云——进行过磁场测量.

麦哲伦星云有大、小两个，它们的角直径各为 12° 和 8°，线直径分别是 3.2 和 2.5 万光年. 它们与银河系的距离都是约 15 万光年. 这两个星云比较明亮，用肉眼就能看见. 由于它们在南天，直到十六世纪初麦哲伦航行到南半球时，才发现了它们. 一般认为，麦哲伦星云是不规则星云，它们都在自转，并各有一个旋臂.

从 1966 年以来，人们已经对麦哲伦星云进行过几次偏振观测. 最完整的资料是施密特 (Schmidt)[20] 在非洲南部的一个天文台取得的. 他用 50 厘米的折光镜，配上光电偏振计，

---

1) 例如仙女座大星云离我们约 150 万光年.

2) 1975 年 11 月用射电望远镜在双子座 γ 星附近发现了一个更近的河外星系，距离为 5.5 万光年. 简短的报道见《科学普及》1976 年 5 月号.

测出了斯托克斯参数，并由此求得了偏振度和偏振角．他采用了两个方法来推求麦哲伦星云磁场强度的上、下限值，得到分别是 10^{-4} 和 $10^{-4.5}$ 高斯．此外，他还发现磁场主要是在大、小两个星云的连结线上．

六十年代初期，人们通过 21 厘米氢线的射电观测发现，两个麦哲伦星云之间有一个气体连结带[21]．这意味着，两个星云是一个整体，可以称为“泛麦哲伦星系”．有意义的是，由于上述施密特的观测表明，这个星系有一个完整的普遍磁场，由此可以认为，两个麦哲伦星云就好像是一对孪生兄弟，它们在起源和演化中一定有着密切的联系．

§4　星系际空间磁场

在银河系与河外星系之间是辽阔的星系际空间，对这部分浩瀚空间，我们现在对它的了解还很少．但是，有一些迹象表明，星系际空间也存在着磁场．由于已有的观测很不够，人们只是通过法拉第旋转对星系际空间的磁场有一个粗略的估计．

自 1963 年以来，一些天文工作者相继发现河外射电源的偏振辐射呈现出法拉第旋转（见[22—24]）．起初，人们曾以为这是在银河系内产生的．不久，有几个日本科学工作者[25,26]就指出，这种旋转量的一部份是在银河系以外的宇宙空间形成的，因为，谱线红移量较大和较小的河外射电源所呈现的法拉第旋转量是不一样的．如果红移与发射源的距离成正比，对此就很容易作出解释：红移量较大的射电源所发出的偏振辐射在太空中经历的途程较长，因此它的法拉第旋转量较大．实际测量曾得到 $n_e H_{\parallel} = 2 \times 10^{-14}$ 高斯/厘米^3，如果取星系际空间的平均电子密度 $n_e = 10^{-5}$ 厘米$^{-3}$，则得到 $H_{\parallel} = 2 \times 10^{-9}$ 高斯．应当指出，这样的数值只能是粗略的近似值．一

方面，估计的 n_e 值的误差会使得到的 $H_{\|}$ 不准确；另一方面，我们观测到的法拉第旋转量是由银河系磁场与星系际空间磁场共同引起的，二者的效果很难分离开来. 此外，太空磁场也不一定是均匀的，我们对它们的分布情况现在又几乎是一无所知. 关于这方面的较新的工作[27]，是对 98 个河外射电源的法拉第旋转量作综合分析，得到星系际空间磁场强度的上限是 10^{-8}—10^{-9} 高斯. 在已经探测过的天体磁场中，这大概是最微弱的了.

最后我们还要谈到，近年来，**星系核**的研究受到人们愈来愈大的重视. 星系核是星系中心部份活动性最显著的区域. 它们的尺度约为 10—100 秒差距，或更小一些. 星系核的活动表现为强烈的辐射(包括可见光、红外和射电辐射、某些星系核还发出很强的 X 射线)、剧烈的光变现象，以及物质的高速运动和喷射现象. 对于星系核的这些活动现象，在文献[28]中有详细的叙述. 这里要提到的是，通过法拉第旋转、同步迴旋辐射、射电辐射的偏振等现象，我们已经知道星系核有磁场，其强度约为 10^{-3} 至 1 高斯. 磁场的存在对星系核的结构和演化都一定会有较大的影响. 有人认为，星系核是一个大质量的磁转子，并由此出发建立了星系核的旋转磁多层球模型(例如见文献 [29]).

参 考 文 献

[1] Пикельнер С. Б., 1966, Основы космической электродинамики, 2-ое изд., § 17.

[2] Каплан С. А., Пикельнер С. Б., 1963, Межзвездная среда, Гл. IV.

[3] Van de Hulst H. C., 1967, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, 5, 167.

[4] Verschuur G. L., 1970, 见 Interstellar Gas Dynamics, ed. H. J. Habing, p. 150.

[5] Gehrels T. (ed.), 1974, Planets, Stars and Nebulae, Studied

with Photopolarimetry.
[6] Шайн Г. А., 1955, *А. Ж.*, **32**, 110, 381.
[7] Hagen J. P. et al., 1955, *Ap. J.*, **122**, 361.
[8] Bolton J. G., Wild J. P., 1957, *Ap. J.*, **125**, 296.
[9] Davies R. D. et al., 1960, *Nature*, **187**, 1088.
[10] Morris D. et al., 1963, *Ap. J.*, **138**, 889.
[11] Burbidge G. R., 1969, *Comments Astrophys. Sp. Sci.*, **1**, 25.
[12] Parker E. N., 1970, 见 Interstellar Gas Dynamics, ed. H. J. Habing, p. 168.
[13] Piddington J. H., 1969, Cosmical Electrodynamics.
[14] Michel F. C., Yahil A., 1973, *Ap. J.*, **179**, 771.
[15] Zel'dovich Ya. B., 见 Interstellar Gas Dynamics, ed. H. J. Habing, p. 193.
[16] Пикельнер С. Б., Метик Л. П., 1958, *Изв Кр АО*, **18**, 198.
[17] Chandrasekhar S., Fermi E., 1953, *Ap. J.*, **118**, 116.
[18] Hoyle F., Fowler W. A., 1962, *M.N.R.A.S.*, **125**, 169; 1963, *Nature*, **197**, 533.
[19] Mathewson D. S., 1968, *Ap. J.*, **153**, L47.
[20] Schmidt Th., 1970, *Astr. and Astrophys.*, 6, 294.
[21] Hindman J. V., 1963, *Austr. J. Phys.*, **16**, 570.
[22] Gardner F. F., Whiteoak J. B., 1963, *Nature*, **197**, 1162.
[23] Morris D., Berge G. L., 1964, *Ap. J.*, **139**, 1388.
[24] Berge G. L., Seielstad G. A., 1967, *Ap. J.*, **148**, 367.
[25] Sofue Y. et al., 1968, *Publ. Astr. Soc. Japan*, **20**, 388.
[26] Kawabata K. et al., 1969, *Publ. Astr. Soc. Japan*, **21**, 293.
[27] Reinhardt M., 1972, *Astr. and Astrophys.*, **19**, 104.
[28] Burbidge G., 1970, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, **8**, 369.
[29] Озерной Л. М., Улановский Л. Е., 1974, *А. Ж.*, **51**, 8.

第十一章　天体磁场的一些理论课题

在本书以上各章,我们依次讲述了天体磁场测量的原理、方法和仪器,以及对太阳、月球、行星、恒星、星际介质和河外星系等磁场的观测结果．由以上的介绍,读者已经了解到,在辽阔无边的宇宙空间,在不可胜数的天体上面,到处都有磁场,它们对于天体等离子体的运动、物态和变化都具有巨大的、甚至是支配的作用．由此可以知道,磁场同天体的结构、起源、演化以及诸如耀斑、日珥、太阳黑子、极光、宇宙射线等现象都有密切的联系．丰富多彩的观测资料必然会导致深入细致的理论研究．不过,遗憾的是,在当前,理论研究还远远落后于观测．到现在,人们只是对个别的天体和不多的一些现象进行过零星的,而且一般说来还不够成熟的理论研究．显然,这方面的工作今后还必须大大加强．在这一章里,我们将分六个问题,对已有的理论工作作一个概略的介绍．

§1　磁场内的谱线形成理论

迄今为止,人们对天体磁场观测的最重要的途径,是依靠对天体光谱的分析;确切些说,也就是利用天体光谱中吸收线的塞曼效应．但是,为了求得可靠的天体磁场信息,我们就必须深入研究磁场中的辐射转移和谱线形成的理论,以期正确地理解逆塞曼效应．

在第二章里,我们曾经介绍过一些塞曼效应的基础知识,回顾起来,有以下三点值得注意．

首先,早期的天体磁场研究者都把严格说来只适用于发

射线的正塞曼效应理论强加于吸收线，这种做法在原则上就是错误的．他们的处理方法，只是在磁场很弱的情况下才能给出正确的结果．第二，在五十年代，海野和三郎和斯捷潘诺夫曾分别建立起逆塞曼效应的理论，即磁场内吸收谱线形成的理论．拉齐科夫斯基已经证明，这两套理论可以互相转化，不过，海野的理论具有更大的普遍性．可以说，海野的工作是磁场内谱线形成理论的主流．第三，海野的理论，主要是建立一组在磁场内的斯托克斯参数（I, Q, U, V）的转移方程，以及在一定条件下去求解这组转移方程．他的理论本身虽然是严谨的，但却有很大的局限性．这主要是由于，海野的理论曾采用了三个基本假设，即：（1）谱线由真吸收形成；（2）磁场是均匀的；（3）在谱线形成区域，η 值（谱线吸收系数与连续吸收系数之比）是常数，也就是说，采用了密尔恩-爱丁顿的大气模型．

近二十年来，有不少工作者继续研究磁场内的谱线形成理论，把海野的工作加以普遍化．他们主要从三个方面来改进海野的工作．第一，有人在建立磁场内谱线形成理论时考虑了散射过程对磁场内谱线形成的作用[1,2]，后来又进一步研究了非相干散射[3,4]（即原子在某一频率吸收一个光量子后可以在另一频率发射出光量子）．第二，海野曾用到磁场均匀的假设，不用说，这个近似是很粗糙的．针对这一点，在比较早的时候就有工作[5,6,7]计算了在一定磁场梯度存在的情况下谱线的轮廓，并把计算结果与观测结果作了对比．第三，由于大气结构是一个很复杂的问题，有人[8]改用舒斯特-施瓦茨席尔德(Schuster-Schwarzschild）模型（即双层模型，认为光球上面有一个反变层）求解了海野方程组．在文献[9]中还进一步提出过一种新的计算方法，可以用来对任何大气模型求解斯托克斯参数的转移方程．作为例证，该文采用一个比较精确的光球模

型算出了 Fe I λ5250 的轮廓. 后来，贝克尔斯[10]作了更大程度的普遍化. 他采用朗格-库塔（Runge-Kutta）的计算方法对海野方程组求数值解，这样就可以对任意大气模型和任意磁场结构来求解. 这样做以后，剩下的唯一假设就是存在着局部热动平衡了.

除了以上针对海野的三个基本假设所作的三个方面的改进外，还有人曾研究过反常色散、磁场的精细结构、磁湍流、热动平衡偏离以及磁场内谱线形成的量子理论. 这些理论都比较艰深，而且不够成熟，我们在下面只是简略地介绍一些基本情况.

（一）磁场内辐射转移的矩阵方程.

鉴于海野的斯托克斯参数转移方程比较复杂，在文献[11]中采用了下列矩阵表达式:

$$\cos\theta \frac{d}{d\tau} \boldsymbol{I} = (\boldsymbol{1} + \boldsymbol{\eta})(\boldsymbol{I} - \boldsymbol{B}). \tag{11.1}$$

这个表达式与一般的辐射转移方程相似，但式中的 $\boldsymbol{I}$ 是辐射强度向量

$$\boldsymbol{I} = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ U \\ V \end{pmatrix}, \tag{11.2}$$

此处

$$\left.\begin{aligned} I_1 &= \xi_1^2, \\ I_2 &= \xi_2^2, \\ U &= \sqrt{2}\ \overline{\xi_1\xi_2\cos(\epsilon_1 - \epsilon_2)}, \\ V &= \sqrt{2}\ \overline{\xi_1\xi_2\sin(\epsilon_1 - \epsilon_2)}; \end{aligned}\right\} \tag{11.3}$$

$\boldsymbol{1}$ 是单位向量；$\boldsymbol{B}$ 是能源函数向量

$$\boldsymbol{B}=\begin{pmatrix} B/2 \\ B/2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{11.4}$$

而 B 是普朗克函数. 至于吸收系数 $\boldsymbol{\eta}$, 可以表示为下列矩阵:

$$\boldsymbol{\eta}=\begin{pmatrix} a_+ & 0 & b & c \\ 0 & a_- & b & c \\ b & b & (a_+ + a_-)/2 & 0 \\ c & c & 0 & (a_+ + a_-)/2 \end{pmatrix}, \tag{11.5}$$

其中

$$\left.\begin{aligned} a_\pm &= \frac{1}{2}\left[\eta_p - \frac{1}{2}(\eta_l + \eta_r)\right]\sin^2\gamma(1 \pm \cos 2\chi) \\ &\quad + \frac{1}{2}(\eta_l + \eta_r), \\ b &= \frac{1}{2\sqrt{2}}\left[\eta_p - \frac{1}{2}(\eta_l + \eta_r)\right]\sin^2\gamma \sin 2\chi, \\ c &= \frac{1}{2\sqrt{2}}(\eta_l - \eta_r)\cos\gamma, \end{aligned}\right\} \tag{11.6}$$

$$\left.\begin{aligned} \eta_p &= \eta_0 H(\alpha, v), \\ \eta_l &= \eta_0 H(\alpha, v - v_H), \\ \eta_r &= \eta_0 H(\alpha, v + v_H), \end{aligned}\right\} \tag{11.7}$$

η_0 为谱线中心的吸收系数与该处连续吸收系数之比, H 为沃伊特 (Voigt) 函数, $\alpha = \gamma_d/\Delta\lambda_D$ (γ_d 为阻尼常数), $v = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$, $v_H = \Delta\lambda_H/\Delta\lambda_D$, $\Delta\lambda_H$ 由公式 (3.1) 决定.

在一定条件下,海野、斯捷潘诺夫等人的方程组都可以从上述矩阵表达式分别推导出来.

(二) 反常色散.

在一条谱线范围内,折射率会有较大的变化,这称为反常

色散. 一般说来，这个效应可以忽视不计，但是当磁场存在时，反常色散就会变得比较重要. 由于不同的塞曼支线的折射系数之间有差异，于是，对纵向磁场来说，左旋和右旋偏振光之间就会出现位相差，并因此而造成法拉第旋转1).

在没有多普勒致宽的情况下，谱线内的折射系数 n 由下式决定:

$$n-1=\frac{K_0\lambda}{4\pi^{3/2}H(\alpha,0)}\frac{v}{v^2+\alpha^2};\tag{11.8}$$

式中 K_0 为线心的吸收系数，$H(\alpha, 0)$ 为 $v=0$ 时的沃伊特函数. 在有多普勒致宽的情况下，吸收系数 n 由下式决定:

$$n-1=\frac{K_0\lambda}{2\pi H(\alpha,\ 0)}F(\alpha,\ v);\tag{11.9}$$

式中

$$F(\alpha,\ v)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{u}{u^2+\alpha^2}e^{-(u-v)^2}du.\tag{11.10}$$

拉齐科夫斯基[12]把 $F(\alpha,\ v)$ 展开为级数:

$$F(\alpha,\ v)\approx\sum_{i=0}^{s}\alpha^iF_i(v);\tag{11.11}$$

F_i 的数值可由文献 [10] 中的表查出.

在考虑反常色散时，转移方程 (11.1) 中的吸收系数 η 应换为 $\eta_a+\eta_\delta$. 这里 η_a 为 (11.5) 给出的吸收矩阵，而 η_δ 由下式决定:

$$\eta_\delta=\begin{bmatrix}0 & 0 & d & \frac{1}{\sqrt{2}}e\sin 2\chi\\ 0 & 0 & -d & -\frac{1}{\sqrt{2}}e\sin 2\chi\\ -d & d & 0 & -e\cos 2\chi\\ -\frac{1}{\sqrt{2}}e\sin 2\chi & \frac{1}{\sqrt{2}}e\sin 2\chi & e\cos 2\chi & 0\end{bmatrix};\tag{11.12}$$

1) 又称麦卡鲁索-科尔宾诺 (Macaluso-Corbino) 效应.

其中

$$\left.\begin{aligned}
d &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta_r - \delta_b)\cos\gamma, \\
e &= -\left[\delta_p - \frac{1}{2}(\delta_r + \delta_b)\right]\sin^2\gamma, \\
\delta_p &= \eta_0 F(\alpha, v), \\
\delta_r &= \eta_0 F(\alpha, v - v_H), \\
\delta_b &= \eta_0 F(\alpha, v + v_H).
\end{aligned}\right\} \quad (11.13)$$

海野的理论没有考虑反常色散.他取 $\chi = 0$,得到 $U = 0$,因此只剩下 I, Q, V 三个斯托克斯参数. 在考虑反常色散的情况下, $U \neq 0$, 因此我们必须同时计算 I, Q, U, V 四个斯托克斯参数.

(三) 磁场的精细结构.

长时期来,磁场内谱线的形成理论一直是把天体(主要是太阳)的磁场当作是均匀的,或者认为只存在着线性的磁场梯度. 但是,观测资料早已证明,太阳磁场有着非常复杂的精细结构. 例如,据报道[13],在一个单极黑子附近的活动区中竟会有两千多个"磁节点", 节点处的磁场强度大致在 600—1400 高斯范围内,直径约为一千公里,而且它们与钙谱斑的暗黑区域基本吻合. 另外,人们还发现, 甚至在黑子本影内, 磁场结构也有强烈的不均匀性. 这些情况, 我们在本书前面有关章节里实际上已经谈到了. 近年来,有不少研究者(例如见文献[11]) 认为, 精细结构对磁场的测量结果很可能有较大的影响,不考虑这个因素,我们就很难从磁象仪的观测得到正确的信息. 例如,如果我们认为日面磁场包含两部份,其一是在纤维组织内的磁场,强度为 H_f, 纤维面积为 A_f[1]; 而另一部分是

1) 面积 A_f 和后面的 A_i 都是以占总面积的百分比来量度.

纤维之间的磁场，强度为 H_i，面积为 A_i，那么，平均的磁场强度就应当是

$$H = A_f H_f + A_i H_i. \tag{11.14}$$

但是，由于在磁场强烈的区域谱线(主要指 Fe I λ5250 等对温度敏感的谱线)的轮廓可能有显著的变化，加上磁饱和、多普勒位移等因素，在纤维区实际所测得的磁场强度会比真实数值小一些，而成为 $\delta H_f (\delta < 1)$. 这样，我们所观测到的磁场强度就成为

$$H' = \delta A_f H_f + A_i H_i. \tag{11.15}$$

如果纤维组织在日面上只占很小的面积，因而 $A_f \ll 1$，$A_i \approx 1$，那么，由以上两式我们容易推得

$$H \approx \frac{1}{\delta} H' - \frac{1-\delta}{\delta} H_i. \tag{11.16}$$

按文献 [14] 中对 Fe I λ 5250 的分析，上式中可取 $\delta = 1/3$. 这样，式 (11.16) 就成为

$$H \approx 3H' - 2H_i. \tag{11.17}$$

根据上式可以画出图 11.1. 用这样的关系式或图形，也许我们能对以往在 λ5250 波段取得的磁象仪观测资料进行改正，但问题是，需设法求得 H_i 的数值. 目前，我们不仅未能测出它的数值，甚至也不了解它是否与 H' 反号以及它在日面各处是否一样.

上面讨论的是纵向磁场. 对于较弱的横向磁场，假设 $H_i = 0$，文献 [11] 给出下列关系式:

$$H = \sqrt{A_f} H'. \tag{11.18}$$

这就告诉我们，如果纤维组织只占日面的一小部份，观测到的磁场强度就会比真实数值大得多. 具体说来，如果 $A_f = 0.01$，则 $H' = 10H$. 这提醒我们，磁场精细结构对记录的影响是不容低估的.

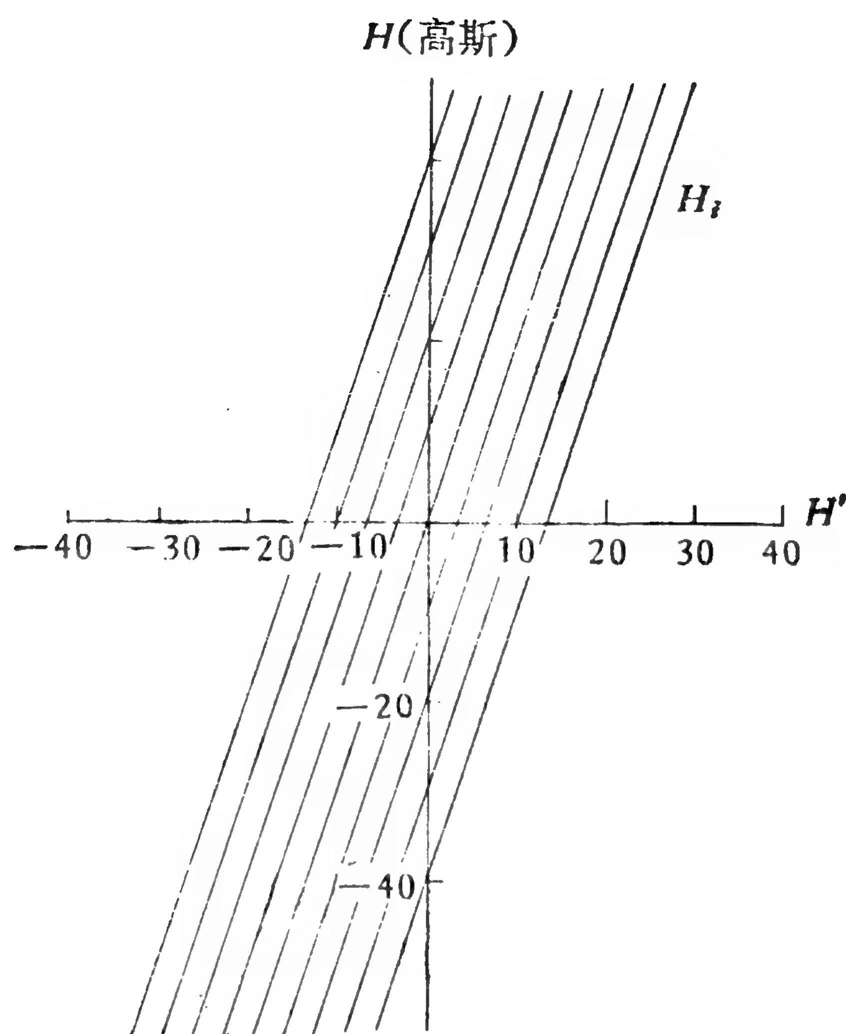


图 11.1　精细结构对磁象仪记录的影响

（四）磁湍流.

光谱观测早已表明，在恒星大气中有小尺度的湍流现象，其旋涡的线度小于 100 公里，速度约为 1—2 公里/秒. 在天体等离子体中，速度场与磁场之间往往存在着耦合，因此，可以预料磁场也有小尺度范围内的起伏，磁场强度约为几百高斯，这比米粒组织的磁场已经要强得多了. 磁湍流的存在还会对出射辐射的偏振状态产生重大的影响. 然而，尽管如此，已有的对磁湍流的研究[15,16]却是很不够的，还不足以形成一些明确的基本概念.

（五）非热动平衡状态磁场内的谱线形成理论.

以往的磁场内谱线形成理论一直采用的是热动平衡假设，即认为在谱线形成区域存在着局部的热动平衡. 在这种情况下，辐射强度遵循普朗克定律，物质的激发和电离分别

服从玻耳兹曼公式和萨哈公式. 海野的理论就是建立在这个基础之上的. 尽管在他以后曾有不少人做过普遍化的工作, 例如前面提到的贝克尔斯[10], 他甚至把海野的三项基本假设都去掉了,但是,他们仍然采用了局部热动平衡的假设. 只是在不久以前, 有人[17,18]才着手去研究非热动平衡状态下磁场内的谱线形成问题. 大家知道, 天体上的物理状态经常总是远远偏离热动平衡的,因此,若干磁场敏感谱线很可能都是在偏离热动平衡的状态下形成的.

严格说来,"非热动平衡"这个名词是不够确切的,因为它并未排斥掉热动平衡, 而是包括了热动平衡在内的更普遍的情况. 最近十几年来, 非热动平衡的辐射转移理论已经发展到比较成熟的阶段; 它与局部热动平衡条件下的辐射转移理论的主要差别在于,后者是以普朗克函数即

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\left(e^{hc/k\lambda T} - 1\right)^{-1}$$

作为能源函数,而前者把能源函数取作

$$S_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\left(\frac{g_k}{g_i}\frac{N_i}{N_k} - 1\right)^{-1}.$$

可以看出, 这个能源函数是由上、下能态的原子数 (N_k, N_i) 决定的, 而与是否存在局部热动平衡无关. 为了确定能态的分布,需要去求解一组能态平衡方程,其大致形式是 $\Sigma N_{i\to k} = \Sigma N_{k\to i}$, 即表示在一定时间内进入和离开某一能态的各类跃迁的总数是相等的. 通常的做法是, 先把从这一组方程解出的 N_i, N_k 值代入 S_λ 的表达式中, 然后再把算出的 S_λ 代入辐射转移方程 $\cos\frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda} = I_\lambda - S_\lambda$. 换句话说,这就是把辐射转移方程与能态平衡方程联合起来求解.

在文献[18]中采用的就是这种方法. 该文还在海野推导

的四个斯托克斯参数的转移方程中，把能源函数 B_λ 换成了以下四个函数：

$$\left.\begin{aligned}
\xi_I &= \frac{1}{2}\left[\xi_p \sin^2\theta + \frac{1}{2}(\xi_b + \xi_r)(1 + \cos^2\theta)\right],\\
\xi_Q &= \frac{1}{2}\left[\xi_p - \frac{1}{2}(\xi_b + \xi_r)\right]\sin^2\theta\cos 2\varphi,\\
\xi_U &= \frac{1}{2}\left[\xi_p - \frac{1}{2}(\xi_b + \xi_r)\right]\sin^2\theta\sin 2\varphi,\\
\xi_V &= \frac{1}{2}(\xi_r - \xi_b)\cos\theta.
\end{aligned}\right\} \quad (11.19)$$

豪斯（House）等[19]也进一步研究过非热动平衡条件下磁场内的谱线形成问题．他们同样是把辐射转移方程与能态平衡方程联合起来求解，但有意义的是，他们把磁场产生的次能态也考虑进来了，因此得到的结果更加合理．这项工作的局限性是，他们只研究了两个能态的原子，并且假设磁场足够强，以保证由磁场分裂而成的次能态不会互相重叠．

以上谈到的磁场内的谱线形成研究都是以经典的物理理论作为基础的．近年来，有人又着手考虑了磁场内谱线形成的量子理论．在文献［20］中曾用量子理论来推导偏振光在磁场内的转程方程，而且用量子力学计算出的密度矩阵来表示偏振辐射和推求磁场内的吸收矩阵．这种磁场内谱线形成的量子理论目前还处在形成过程中，似乎并没有发展到成熟的阶段．

§2　太阳黑子磁场的理论

黑子是太阳活动的主体，也是日面上磁场最强的区域．大半个世纪以来的系统观测已经积累了大量的有关黑子磁场的资料，并发现了好些有意义的规律．所有这些，我们已在

第四章里详细叙述过了．现在要谈到的是黑子磁场的理论研究．尽管从四十年代初期起，早已经有人从事这方面的研究，但进展一直十分迟缓，直到现在，人们对黑子磁场仍然缺乏深刻的理性认识．本节就是对黑子磁场的已有的理论工作和存在的问题的一个概略的介绍．

首先要说明的是，由于强磁场的存在，黑子的动力学过程都属于磁流体力学的范畴．这是不难理解的．例如，取黑子气体的密度 $\rho = 1.5 \times 10^{-7}$ 克/厘米^3，速度 $v = 2$ 公里/秒，则单位体积的动能 $\frac{1}{2}\rho v^2$ 仅为 3×10^3 尔格，而磁场强度为 1000 高斯时的单位体积的磁能却达到 4×10^4 尔格．这就告诉我们，判据式（1.3）对于黑子肯定是成立的．

与宁静的太阳光球相比，黑子的主要特征是强磁场和低温．在过去一个长时期中，人们曾争论过这两个特征中哪一个是基本的．现在已经肯定，磁场是基本的特征；而低温则是第二性的现象，是由强磁场造成的．我们可以认为，磁性是黑子现象最本质的因素．

研究黑子磁场，需要运用到磁流体力学的知识．关于这门正在蓬勃发展的新兴学科，已有不少专门著作（例如［21—24］）可供参考，这里，我们只是列出磁流体力学的一些基本方程．它们是质量守恒方程

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \boldsymbol{v} = 0, \tag{11.20}$$

动量守恒方程

$$\rho \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = \rho \boldsymbol{g} + \frac{1}{c} \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{H} - \operatorname{grad} p, \tag{11.21}$$

热能守恒方程

$$\frac{dU}{dt} + U\,\mathrm{div}\,\boldsymbol{v} = \boldsymbol{j}\cdot\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{2}\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{H}\right) - p\,\mathrm{div}\,\boldsymbol{v} - \mathrm{div}\,\boldsymbol{F}, \tag{11.22}$$

物态方程

$$p = \frac{k\rho T}{\mu}, \tag{11.23}$$

电流方程

$$\frac{m_e}{n_e e^2}\frac{\partial \boldsymbol{j}}{\partial t} + \frac{1}{n_e e c}\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{H} + \frac{1}{\sigma}\boldsymbol{j} = \boldsymbol{E} + \frac{1}{c}\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{H} + \frac{1}{n_e e}\,\mathrm{grad}\,p_e, \tag{11.24}$$

和麦克斯韦方程

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} &= -c\,\mathrm{curl}\,\boldsymbol{E}, \\ \boldsymbol{j} &= \frac{c}{4\pi}\,\mathrm{curl}\,\boldsymbol{H}, \\ \mathrm{div}\,\boldsymbol{E} &= 4\pi q, \\ \mathrm{div}\,\boldsymbol{H} &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{11.25}$$

以上各方程中出现的符号都是常用的，这里不再一一解释.利用这些方程,我们可以来探讨以下几个问题.

（一）黑子磁场的产生和衰减.

利用麦克斯韦方程组（11.25）的第一、二、四个方程以及简化的电流方程

$$\boldsymbol{j} = \sigma\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{H}\right), \tag{11.26}$$

我们可以推求出磁场强度 $\boldsymbol{H}$[1] 随时间的变化率 $\frac{d\boldsymbol{H}}{dt}$. 在计

1）也可以把 $\boldsymbol{H}$ 换为 $\boldsymbol{B}$，二者的关系为 $\boldsymbol{B}=\mu\boldsymbol{H}$.

算中，如果使用下列向量公式：

$$\mathrm{curl}\,(\mathrm{curl}\,\boldsymbol{H}) = \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\boldsymbol{H} - \nabla^2\boldsymbol{H}, \tag{11.27}$$

便可得到

$$\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} = \mathrm{curl}\,(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{H}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma}\nabla^2\boldsymbol{H}. \tag{11.28}$$

如果物质是静止的，即取流动速度 $\boldsymbol{v}=0$，则上式变为扩散方程

$$\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma}\nabla^2\boldsymbol{H}. \tag{11.29}$$

这个式子表示的是欧姆耗散所引起的磁场自然衰减率．就数量级来说，

$$\nabla^2\boldsymbol{H} = \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} \approx \frac{H}{l^2}, \tag{11.30}$$

此处 l 为物体的尺度．由以上式(11.29)和(11.30)于是得到

$$\frac{H}{t_0} = \frac{c^2}{4\pi\sigma}\frac{H}{l^2}, \tag{11.31}$$

并得到磁场衰减的时间常数为

$$t_0 = \frac{4\pi\sigma l^2}{c^2}. \tag{11.32}$$

不过，也有人取衰减时间为 $t_D = \sigma l^2/c^2$.

对黑子来说，取 $l = 1500$ 公里（这大约是黑子磁场精细结构的尺度），$\sigma = 1\times10^{11}$ 静电单位，则 t_D 大约等于一个月．这比大多数黑子的寿命都长得多．由此可以知道，黑子磁场的解体主要不是由于静止物质的欧姆衰减．换句话说，在式(11.28)右边，第二项并不重要，主要是第一项在起作用，即主要是物质运动促成了黑子磁场的瓦解．事实上，近年来的磁象仪观测资料已经表明，超米粒物质的运动具有“侵蚀”作用，可以使黑子磁场一小块又一小块地消失掉(详见第五章§2)．

（二）黑子的冷却.

黑子比光球暗，这是因为黑子的温度较低. 具体说来，大黑子本影的有效温度约为 4300K，而光球是 5700K. 那么，黑子为什么比周围的光球冷一些？早在本世纪二十年代曾有人（见[25—27]）指出，黑子是由辐射平衡区域中气体的上升运动所引起的绝热冷却而产生的. 他们认为，磁场只是黑子冷却的副产品. 但是，黑子磁场的衰减时间比黑子寿命长得多的事实以及还有别的一些事实的发现，使上述这类理论很快就变成了历史陈迹. 关于这方面的情况，在文献[21]中有比较详细的叙述. 到 1941 年，比尔曼[28]首先指出，磁场是黑子形成的根本原因，磁场的存在会抑制对流，因而能量不能靠对流运动向上传输，这就导致黑子的冷却. 这种认识是可贵的，但是问题并不这样简单. 高分辨率的观测表明，即使在大黑子的本影中也有米粒组织，这意味着对流运动并没有完全被抑制住.

霍伊尔（Hoyle）[29] 提出了另一种形式的磁场致冷机制. 他认为，黑子底部的能量也是靠对流向上输送的，但是由于物质冻结在磁场中，能量就沿磁力线传递. 因为磁力线由下向上呈扇形扩张，底部小范围内的能量在向上传输时就扩散到大范围的黑子表面，这样一来，能量密度减小了，温度自然也就随之而下降. 这个学说同样也遇到了难以克服的困难，因为黑子的磁力线分布是十分复杂的，并不真正是一种规则的扇形结构.

尽管比尔曼和霍伊尔提出的磁场致冷理论都遇到了困难，但是，不少天文工作者仍然相信是黑子磁场以某种方式影响了向上的能量传播，并因此而导致了黑子的冷却. 至于磁场究竟怎样影响对流运动这样一个复杂的问题，显然还需要作更加深入的研究.

最近，帕克[30]又提出了一种新颖的理论．他认为，黑子磁场不能抑制对流热传输，而是使热能转换成了磁流体波．当这种波动沿着磁力线很快扩散出去时，就导致了能量短缺和冷却．他的计算表明，至少有 3/4 的热能可以转变成波动．

从上面介绍的情况我们可以看出，关于黑子致冷的原因至今还是众说纷纭，难作定论．

（三）黑子的平衡．

用本节前面列出的磁流体力学方程，可以研究黑子的平衡问题．对于平衡状态，式（11.21）中取 $\boldsymbol{v}=0$，得到

$$\operatorname{grad} p=\rho \boldsymbol{g}+\frac{1}{c} \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{H}. \tag{11.33}$$

上式右端第二项代表磁力的作用，如果它等于零，上式就变为一般的流体静力学平衡方程．满足这个条件的磁场称为无力场，可以用麦克斯韦第二方程将这个条件写为

$$(\operatorname{curl} \boldsymbol{H}) \times \boldsymbol{H}=0, \tag{11.34}$$

即

$$\operatorname{curl} \boldsymbol{H}=\alpha \boldsymbol{H}; \tag{11.35}$$

这里 α 是一个标量，它是时间和位置的函数．在文献[31]中，就 α 为常数，磁场强度随高度按指数函数减小的情况建立了黑子的一个无力场模型．该模型与经典的扇形结构大体相似，不同之处在于，磁力线是扭曲的，而且在黑子的边缘也与太阳表面垂直．

文献[32]没有采用无力场的假设，而是在充分考虑磁力 $\frac{1}{c} \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{H}$ 的情况下去求解磁流体力学方程．但是，求得的结果是不平衡的．这可能表明，应当考虑对流的作用．

必须指出，现有的黑子磁场理论主要是以本影为研究对象，对于半影却很少涉及．一般认为，本影的磁力线伸进附近

光球，使米粒之间的物质冷却、变暗，并使米粒连结成基本上沿着黑子半径方向的较亮的条纹，这就是半影．但是，情况并不这样简单．上述看法要求半影物质受磁场的支配，也就是说，物质必须“冻结”在磁场里面．可是，已经有人观测到，半影中物质流动的方向可以与磁力线垂直．由此可以看出，半影乃至整个黑子磁场的理论目前都还处于幼稚阶段．

§3 磁场与太阳活动周期

在上一节里，我们简略介绍了太阳黑子磁场理论的一些内容．现在我们要指出，黑子以及其他各种活动现象（耀斑、日珥、谱斑、射电爆发……），它们都是盛衰与共，时多时少的，基本上呈现出十一年的周期[1)]．长时期来，人们一直思考着这样一个问题：为什么太阳活动有十一年的周期？或者更进一步问：太阳活动的根源和机制是什么？解决这样的问题，是当代太阳物理学的主要课题之一．当然，这个问题目前还远未完全解决，不过，在已有的学说中，却都以磁场的存在和变迁作为必不可少的前提．特别是，一般都认为黑子以及整个太阳活动区受着日面底下微弱的普遍磁场的支配．这种普遍磁场主要存在于日面之下比较浅的气层内，而不会贯穿整个太阳．这是因为，太阳等离子体的导电率非常高，因而磁场的自然衰减周期很长，如果普遍磁场布满全部太阳，那就很难设想它在十一年左右的时间里能够转换极性．

早在四十年代就已经提出过黑子磁场系由太阳内部普遍磁场产生的理论[33—34]，不过，该理论认为旋涡形磁力线环是从太阳核心延伸出来的．根据上面谈到的理由，这些学说早已

1）太阳黑子相对数的周期大约是十一年，但黑子磁性变换的周期（即磁周）是它的两倍，即二十二年左右．

被扬弃了.在五十年代出现的"子午圈环流"学说[35],也是不成熟的. 到六十年代初期, H. W. 巴布科克[36]提出了较差自转学说. 他认为, 在光球下面有水平的磁力线管, 由于日面各部份的自转速度不一样,赤道附近转得快,愈靠近两极转动愈慢,这样就会使磁力线管缠绕起来,到一定时候它们上浮到日面,就成为黑子. 这个学说能够比较圆满地解释太阳活动的磁周、黑子纬度的蝴蝶形分布、太阳普遍磁场的定期转换等主要现象, 受到当代太阳物理工作者的普遍重视和基本肯定. 我们在下面主要就介绍这个学说.

(一) 磁浮力与黑子磁场的产生.

假设在光球下面有一根水平的磁力线管, 而且它处于磁流体静力学平衡状态,即 $\boldsymbol{v}=0$, 此时式 (11.33) 成立. 把这个式子代入麦克斯韦方程第二式,即得

$$\operatorname{grad} p=\rho g+\frac{1}{4\pi}(\operatorname{curl}\boldsymbol{H})\times\boldsymbol{H}. \tag{11.36}$$

采用一个直角坐标系统 ($O-XYZ$), 使 OZ 轴在铅垂方向,而 OX 轴与磁力线平行,于是由上式可以推得

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(p+\frac{H^2}{8\pi}\right)=0. \tag{11.37}$$

对 y 积分,则得

$$p_{外}=p_{内}+\frac{H^2}{8\pi}; \tag{11.38}$$

此处 $p_{外}$ 和 $p_{内}$ 分别为磁力线管外面和里面的压力. 因为上式右边第二项总是正的,所以总有 $p_{外}>p_{内}$. 如果磁力线管之内的物质与周围环境保持热平衡,那么,应用物态方程 (11.23), 则上式变为

$$\rho_{外}=\rho_{内}+\frac{\mu}{kT}\frac{H^2}{8\pi}, \tag{11.39}$$

即

$$(\rho_{外} - \rho_{内})g = \frac{\mu g}{kT}\frac{H^2}{8\pi}. \tag{11.40}$$

上式左端是每单位体积的磁力线管所承受的力量，称为**磁浮力**．由此式可以看出，当磁场强度达到一定数值时，磁力线管就会向上浮动．显然，在这里，起决定性作用的是磁场强度，而不是温度．具体说来，对于光球下 2 万公里深处的磁力线管，取 $H = 100$ 高斯，$T = 2.5 \times 10^5$K，$\rho_{外} = 2.5 \times 10^{-4}$ 克·厘米$^{-3}$，则得 $\rho_{外} - \rho_{内} \approx 10^{-7}\rho_{外}$．这个密度差只相当于 0°.02 的温度差，后者实在是微不足道的．可是，对于 1000 公里深处的磁力线管，取 $H = 1000$ 高斯，$T = 1.5 \times 10^4$K，$\rho_{外} = 0.8 \times 10^{-8}$ 克·厘米$^{-3}$，则得 $\rho_{外} - \rho_{内} \approx 0.04\rho_{外}$，这相当于磁力线管区域内的温度比周围高 600K；这就不容忽视了．一般认为，黑子磁场产生在太阳表面下比较浅的气层，具体说来，是在对流层的上部[1]．大致说来，几百高斯的磁场强度就可以产生足够的磁浮力了．

（二）黑子出现区域的飘移．

太阳黑子的重要特征之一，是它们在日面上的纬度分布有一定的规律．具体说来，在活动周开始时，南北两半球的黑子一般都出现在高纬区（$\varphi \approx 25°$—$30°$）；后来，随着时间的推移，黑子产生区域的纬度逐渐减小，到活动峰年，平均纬度约为 10°—15°；而在十一年周期结束时，黑子大多出现在赤道附近（$\varphi \approx 5°$—$15°$）．这种变化规律称为斯玻勒（Spörer）定律．如果把黑子群平均纬度与时间的关系画出来，就得到蝴蝶形的分布图（见图 11.2）．对这种“蝴蝶图”的解释，可以说已成为太阳活动周理论的试金石．下面我们就叙述较差自

1）不久前，帕克提出异议，认为是在对流层的下部(深度为 15 万公里以上)，详见 [37]．

转理论对此提出的解释．

H. W. 巴布科克认为，在较差自转起作用以前，太阳的原始磁场就已有一定的分布．在纬度 φ 处的磁场强度（H_φ）和赤道上的磁场强度（H_0）之间存在着下列关系：

$$H_\varphi = H_0 f(\varphi); \quad (11.41)$$

式中 $f(\varphi)$ 是纬度的函数，巴布科克取作

$$f(\varphi) = \sec\varphi. \quad (11.42)$$

另外，我们已经知道太阳自转的角速度（ξ）与日面纬度的关系式为

$$\xi = \xi_0 - b\sin^2\varphi; \quad (11.43)$$

式中 b 是一个常数，可由观测定出．这样，如果较差自转使磁力线缠绕的现象在活动周开始前 m 年就已经在起作用，那么，在活动周开始后的 n 年，在纬度为 φ 的地方与赤道上的角速度之差 $\Theta(\equiv\xi_0 - \xi)$ 就等于

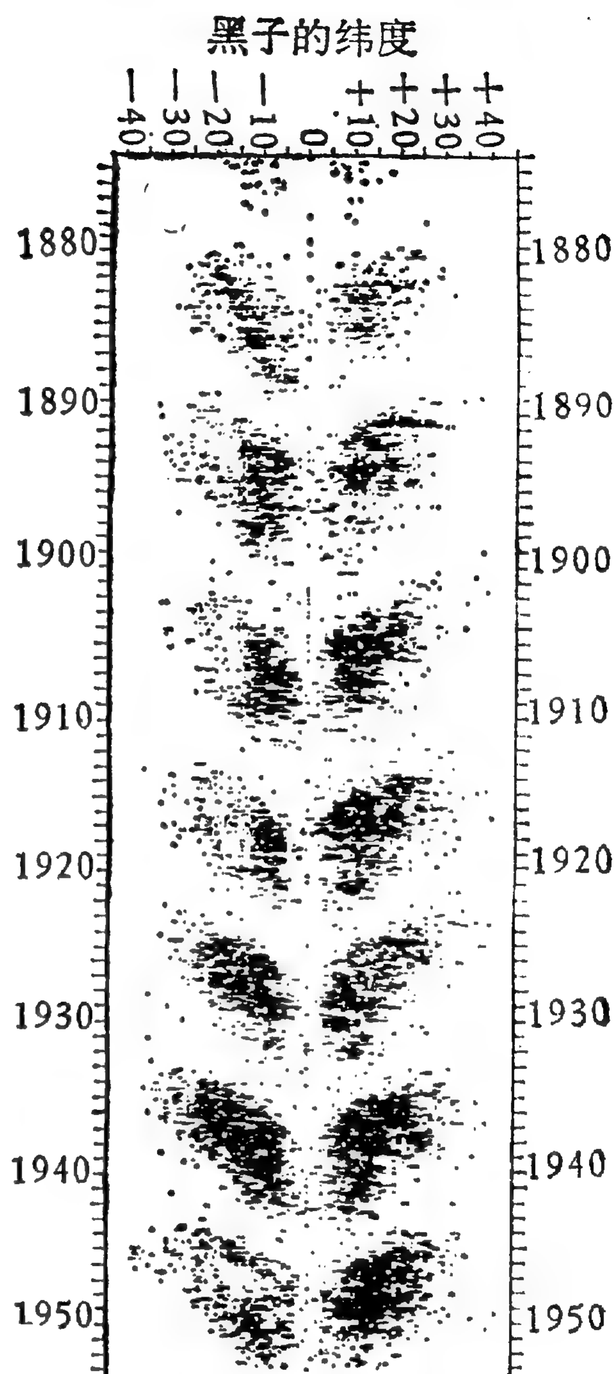


图 11.2 黑子群的纬度（φ）随时间的分布

$$\Theta = b(n + m)\sin^2\varphi. \quad (11.44)$$

由于较差自转的缘故，本来在日面经线方面上的磁力线会逐渐偏离这个方向，并与经线成夹角 ψ．巴布科克取

$$\tan\psi = \frac{d\Theta}{d\varphi}, \quad (11.45)$$

于是磁场强度成为

$$H = H_\varphi \sec\psi = H_0 \sec\varphi \sec\psi. \quad (11.46)$$

当 ψ 角甚大时，可取

$$H = H_0 \sec \varphi \tan \psi. \tag{11.47}$$

利用式 (11.44) 和 (11.45) 两式，我们得到

$$H = 2b(n + m) H_0 \sin \varphi. \tag{11.48}$$

取活动周开始时在 $\varphi = 30^\circ$ 处的 H 值等于临界磁场强度 Hc（即可以使磁力线管上浮到日面并产生黑子的磁场强度），于是

$$Hc = bmH_0. \tag{11.49}$$

用上面这两个式子，我们可以求得黑子产生的时间 n 和黑子出现的纬度 φ 之间的关系为

$$\sin \varphi = \frac{m}{2(m+n)}. \tag{11.50}$$

取 $m = 3$ 年，则得

$$\sin \varphi = \frac{1.5}{n+3}. \tag{11.51}$$

这正是斯玻勒定律的数学表达式．巴布科克就是这样用他的理论解释了黑子群的蝴蝶形纬度分布．

科佩基 (Kopecky)[38] 指出，巴布科克的式 (11.45) 有错误，因为它没有考虑到较差自转使高纬区的经度差比低纬区的小．他把该式改成

$$\tan \psi = \frac{d\Theta}{d\varphi} \cos \varphi, \tag{11.52}$$

则式 (11.50) 变为

$$\sin \varphi \cos \varphi = \frac{\sqrt{3}\, m}{4(n+m)}. \tag{11.53}$$

在文献 [39] 中，他求得了如下更加普遍的表达式：

$$H_\varphi \sin \varphi \cos^2 \varphi = \frac{m}{n+m} H_{\varphi_c} \sin \varphi_c \cos^2 \varphi_c, \tag{11.54}$$

式中 c 代表临界数值.

戈多利(Godoli)[40]认为,如果由观测求得黑子纬度飘移的速度 $v(\varphi)=\frac{d\varphi}{dn}$, 利用巴布科克理论就可以由式(11.54)推得下列方程:

$$\frac{v(\varphi)}{H_\varphi \cos\varphi}\left[\frac{2(\cos 2\varphi-\sin^2\varphi)}{\sin^2 2\varphi}+\frac{1}{\sin 2\varphi}\frac{1}{H_\varphi}\frac{dH_\varphi}{d\varphi}\right]$$

$$=-\frac{b}{H_c}=\text{常数}, \tag{11.55}$$

或者,在更普遍的情况下,用式(11.41)求得

$$\frac{v(\varphi)}{f(\varphi)\cos\varphi}\left[\frac{1}{2\sin^2\varphi}-\frac{1}{\cos^2\varphi}+\frac{1}{\sin 2\varphi}\frac{1}{f(\varphi)}\frac{df(\varphi)}{d\varphi}\right]$$

$$=-b\frac{H_0}{H_c}=\text{常数}, \tag{11.56}$$

然后再由它们来推求 H_φ 或 $f(\varphi)$ 的函数形式, 即探索日面磁场的分布规律. 式(11.55)或(11.56)被称为戈多利判据.

在文献[39]中, 科佩基取 $H_\varphi=H_0\cos^\alpha\varphi$, 由此得到斯玻勒定律的表达式为

$$\sin\varphi\cos^{\alpha+2}\varphi=\frac{m}{n+m}\frac{(\alpha+2)^{(\alpha+2)/2}}{(\alpha+3)^{(\alpha+3)/2}}. \tag{11.57}$$

近年来,已经有人对不同的 α 值作计算,并把计算结果与观测进行对比. 他们发现,取 $\alpha=+1$, 与实际情况符合得较好.

比较起来,对斯玻勒定律作出了十分确切的解释,这是巴布科克理论的一个突出的成就. 科佩基、戈多利等人的工作过份重视了数学公式的推导, 把一个粗略的概念推广到了很复杂的情况,他们的结果不一定是很可靠的.

(三) 太阳磁周的理论.

巴布科克的较差自转理论以太阳的普遍磁场作为它的基本出发点. 太阳普遍磁场的强度只有1—2高斯, 但是, 较差

自转可以把动能转换为磁能，使磁场逐渐增强，也就是说，使磁力线缠结得愈来愈密．具体说来，在式(11.48)中代入实测数值 b，并取 $m = 3$，则该式变为

$$H = 35.2H_0(n + 3)\sin\varphi. \tag{11.58}$$

如果取 $H_0 = 5$ 高斯，$n = 0$，$\varphi = 30°$，则得 $H = 264$ 高斯．这个磁场强度已经可以提供较大的磁浮力了．

在磁浮力的作用下，磁力线管上升到太阳表面，呈圆拱形(见图 11.3)．磁环浮出的区域和它重新返回光球的区域二者具有相反的极性，这就是一个偶极黑子群．在南、北两半球磁力线缠结的情况不同，这就解释了南、北半球黑子磁场的极性分布．此外，缠结后的磁力线并不正好与赤道平行，二者有一定的夹角，这就说明了前导黑子靠赤道近一些，而后随黑子离赤道远一些．

巴布科克还指出，随着太阳活动周的推移，由于大量的偶极黑子磁场的膨胀和扩散，原来的普遍磁场被中和掉了，接着再出现极性相反的普遍磁场． 这样就可以解释太阳的 22 年

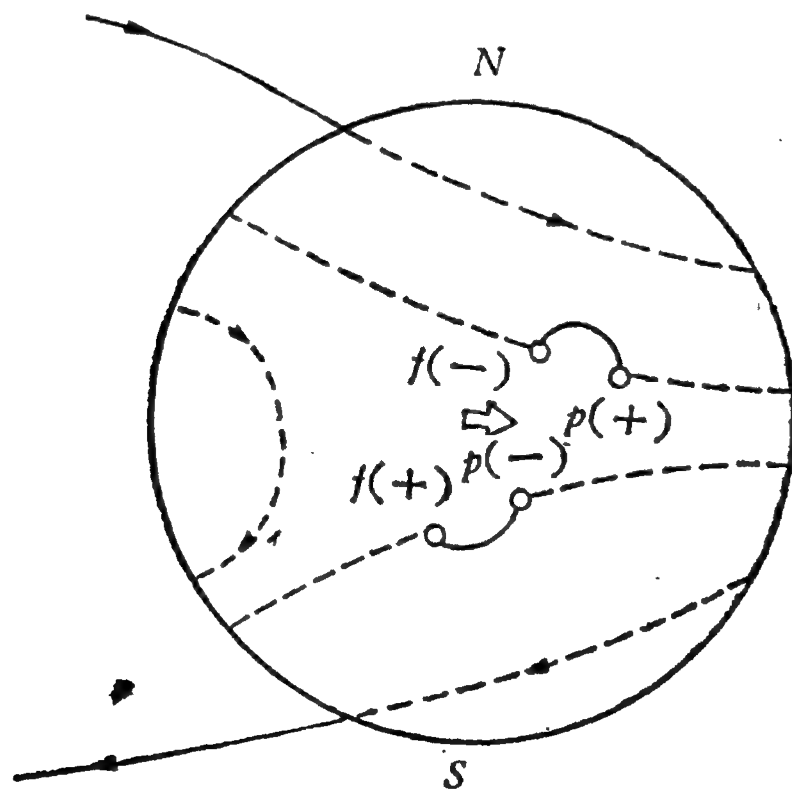


图 11.3 巴布科克的较差自转理论(箭头⇨代表太阳自转方向，p 表示前导黑子，f 表示后随黑子)

磁周.

巴布科克的理论虽然能够解释一系列的现象，但却有一个重大的缺陷,这就是,它没有说明太阳的较差自转是怎样产生的. 前面谈到,只有较差自转的动能被转换为磁能,才能够形成黑子以及日面活动区. 可是,在文献[36]中,巴布科克估计的一个太阳活动周所需要的磁能是 10^{36} 尔格，而太阳的较差自转的能量只不过有 6×10^{38} 尔格,这样一来,较差自转应该只能使太阳活动周持续出现几千年. 由于太阳的寿命是几十亿年,比较起来,这个时间显然是太短了.

在巴布科克提出较差自转理论以后，又有不少天文工作者继续研究了太阳活动周的理论，他们也取得了一些有意义的结果. 这包括: 由磁流体力学方程的数值解来说明较差自转会引起太阳的活动周[41]; 利用较差自转使磁场放大的原理来建立太阳活动周的动力学模型[42]; 太阳活动周的数值研究[43];利用长期的磁象仪观测资料来研究光球磁场在活动周内的大尺度演变,等等. 要了解这方面的详细情况,读者可查阅有关文献.

§4 磁场与恒星的结构和演化

我们在本书第九章里已经谈到,不仅太阳具有磁场,许多恒星也都具有磁场，而且它们的磁场往往比太阳的磁场还要强得多. 长时期来，不少天文工作者就想到了磁场对于恒星的结构和演化一定会有较大的影响. 他们这样考虑，主要是根据以下两个重要的论点:

第一，如第九章 §6 里谈到的,对于“冻结”在等离子体中的磁场来说，磁场强度与物质密度的 2/3 次方成正比; 因此，虽然一般说来恒星表面的磁场并不太强（例如太阳普遍磁场的强度仅约 1 高斯),但在恒星内部,由于密度非常大,磁场一

定是很强的，估计可达到 10^5—10^7 高斯. 这样强的磁场会产生很大的磁压力，这对于恒星的结构很可能会产生不容忽视的影响.

第二，天体磁场的自然衰减时间非常长. 例如考林[45]认为，如果没有强烈的物质运动，太阳普遍磁场的衰减期会长达一百亿年！这已经超过了太阳的寿命. 因此可以认为，恒星现有的磁场基本上是在星体形成前的物质中就已存在着的. 这就是“化石”学说的基本概念. 既然亿万斯年以来磁场就一直伴随着星体物质存在着，那么，它对于恒星的形成和演化就很可能起到重要的作用.

近年来，尽管天文工作者就磁场对恒星的结构和演化的作用问题已经做过不少的工作，但现有的认识还不足以构成一幅完整的图景. 因此，我们在下面所介绍的只能是一些片断的情况.

(一) 恒星的稳定性.

恒星的稳定状态主要靠重力来维持，但在强磁场作用下，稳定状态可能遭到破坏. 钱德拉塞卡和费米[46]研究了这个问题. 首先，他们把维里(Virial) 定理推广到有磁场的情况，得到

$$2T + 3(\gamma - 1)U + M + \Omega = 0; \qquad (11.59)$$

式中 T 是物质运动的动能，U 是热能，M 是磁能，Ω 是重力场中的位能，$\gamma\ (\equiv c_p/c_v)$ 是两个比热之比. 如果恒星是稳定的，取 $T = 0$，这时上式变为

$$3(\gamma - 1)U + M + \Omega = 0. \qquad (11.60)$$

另一方面，星体的总能量为

$$E = U + M + \Omega. \qquad (11.61)$$

从上面两式中消去 U，即得

$$E = -\frac{3\gamma - 4}{3(\gamma - 1)}(|\Omega| - M). \qquad (11.62)$$

由上式可知，当 $\gamma > 4/3$ 时，动力学稳定性存在的条件是

$$M = \frac{1}{8\pi}\iiint |H|^2 dxdydz = \frac{1}{6} R^3(\overline{H^2}) < |\Omega|; \quad (11.63)$$

式中 R 是恒星的半径，$(\overline{H^2})$ 是磁场强度平方的平均值．对于密度均匀的球形星体，式中的位能 $\Omega = -\frac{3}{5}\frac{Gm}{R}$（这里 G 是引力常数，m 是恒星的质量）．如果以太阳半径和太阳的质量作为 R 和 m 的单位，则由式（11.63）得到

$$\sqrt{(\overline{H^2})} < 2.0 \times 10^8 \frac{m}{R^2}. \quad (11.64)$$

这就是恒星稳定性的一个判据．如果此判据不成立，即磁能超过位能，星球就会呈现出不稳定现象．对 Ap 星来说，它的 $\sqrt{(\overline{H^2})} < 3 \times 10^3$ 高斯，上述判据是很容易被破坏的，因为磁星表面的磁场往往就有 10^3—10^4 高斯，它内部的磁场当然就更强了．由此可以想到，磁星很可能是不稳定的，会出现脉动．相应地，磁星的光度、光谱型、化学成份等大概也都以一定的周期在变化着．

基于上述论证，迄今已经建立起好几种关于磁星脉动的理论．它们一方面能够解释一些现象，一方面也遇到不少困难．在文献［47］中有关于这些理论的详细介绍．

（二）恒星的自转．

我们在第九章§5曾经讨论过恒星磁场与自转的关系，现在，我们要进一步讨论磁场结构与自转角速度分布的关系．

早在 1950 年已经有人[48]认为，在非均匀旋转的恒星上，离子与电子的相对弥散运动可以产生出环形磁场．对于太阳型恒星，这种磁场的强度大约是 10^3 高斯，而对于快速自转的恒星，则可以高达 10^7—10^8 高斯．这种产生磁场的方式属于“发电机效应”．不过这种磁场位于恒星内部，不会延伸到表面

上来．通过理论计算[49]，可以得到赤道上的磁场强度（H/H_0）和角速度（ω/ω_c）随与恒星中心的距离（r/R）的变化如图 11.4 所示． 在这里，$H_0 = 1.05 \times 10^8 mR^{-2}\lambda^{1/2}$ 高斯，$\lambda = \omega_c^2 R^3/Gm$；而 ω_c 是恒星中心的自转角速度． 图 11.4 告诉我们，恒星内部的磁场有一定的结构模型，而不是简单地与距离 r/R 成反比．

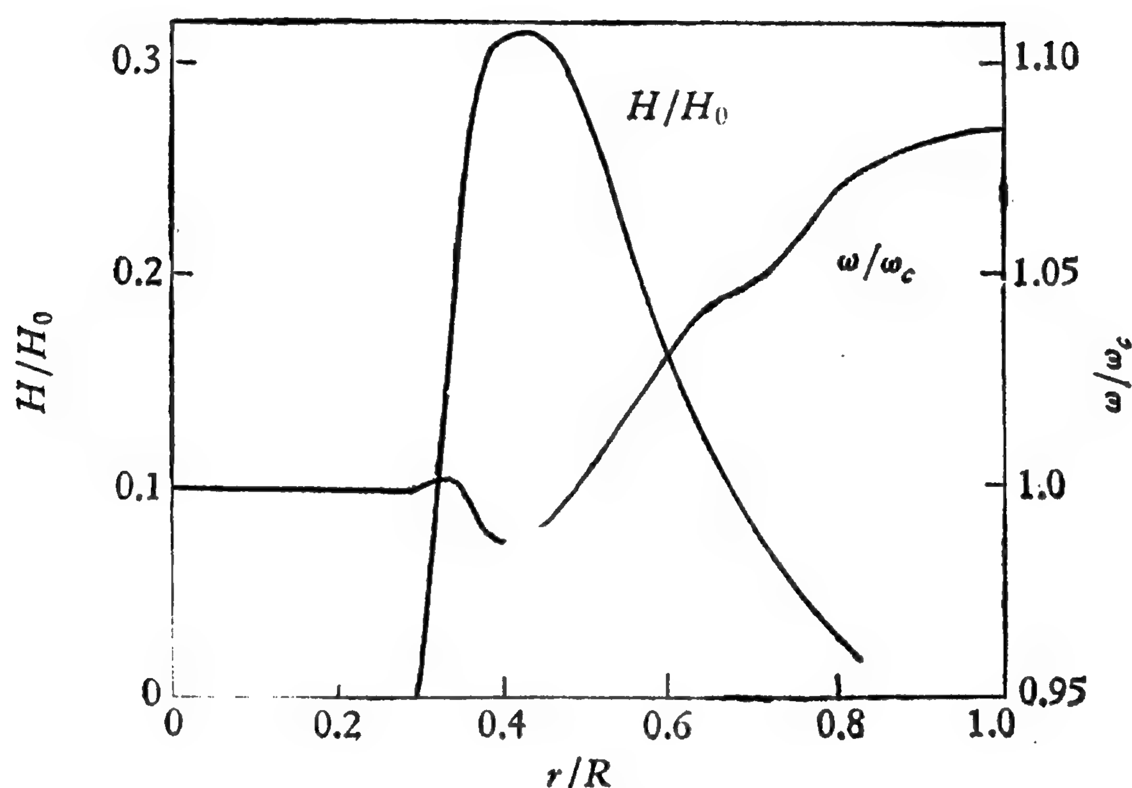


图 11.4 恒星内部的磁场和自转角速度

（三）恒星的磁制动．

磁场把恒星的角动量转移给恒星周围的气体物质，从而使恒星的自转变慢，这称为磁制动或磁阻尼． 这一过程对于恒星的演化会有一定的影响．磁制动有两种可能的方式．一种是，磁场基本稳定，在恒星附近的物质连同磁场都与恒星一道旋转，但磁力线不能伸展到这个区域的边界（S）之外（见图 11.5）． 另一种方式是，磁场随着物质从恒星大气中一齐抛射出来，可以到达很远的地方；这就是太阳

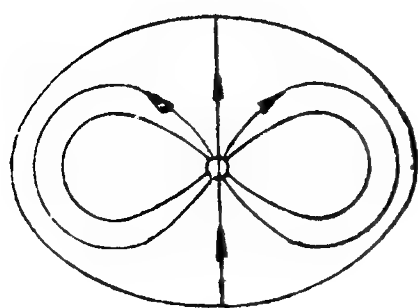


图 11.5 封闭的磁制动

风产生的机制．一般认为，后一种方式存在的可能性较大，这意味着恒星也在刮风．这种“恒星风”可使恒星表面的物质和磁场弥散到辽阔的星际空间中去．

（四）恒星磁场的衰减．

前面已经谈到，恒星磁场的自然衰减期非常长，可以与恒星的寿命相比拟．考林首先提出这一观点，别人[50]也曾得出类似的结果．但是，他们所采用的恒星磁场模型不一定正确；例如，假定核心的磁场强度仅为表面的 80 倍，这显然太低．另外，更重要的是，后来人们认识到，对流运动可以促成恒星磁场的衰减．对流可以把极性不同的磁场混合在一起，使它们在一定程度上互相抵消．因此，对流运动一旦大规模出现，恒星原有的磁场就有可能一下子消失掉．林忠四郎[51]认为，当一个质量很大的恒星收缩成为主序星时，它会经历一个纯粹由对流运动控制的阶段．这就提出一个疑问，在这个阶段，对流会不会把原来的磁场整个地“清洗”掉？此外，主序星上存在着大范围的对流区，它们也会对磁场的衰减起到很大的作用．考林后来又提出[52]，对流使方向不同的磁场混合在一起最快也需要一百万年，因此，在恒星经历对流阶段时磁场很可能来不及混合并衰减掉．如果这个论点正确的话，那么，“化石”学说还是可以成立的．

不久前曾有人指出[53]，如果磁场是恒星从星际物质凝聚形成时就留存下来的，那么，恒星的磁能与位能应当是可以相比拟的．这样一来，即使位能主要表现为旋转能量，与之相近的磁能也要求恒星表面的磁场强达 10^5—10^6 高斯．但是，事实上，在恒星世界中磁星是很少的，而且磁星的表面磁场一般也没有这样强．这可以说是“化石”学说难以克服的一个重大困难．

（五）恒星的形成．

恒星的起源是天体物理学的一个重大课题，我们在这里只能简略地谈到星际磁场对于恒星形成的影响.

一般认为，星际物质在自吸引的作用下会不断收缩. 我们在上一章曾经谈到，在银河系的星际空间存在着磁场，其强度约为 10^{-6} 高斯. 星际磁场"冻结"在物质中，它将随物质一道收缩. 对于完全"冻结"在物质中的磁场来说，磁场强度(H)与物质密度(ρ)的关系是 $H\propto\rho^{2/3}$，因此磁压力为

$$\frac{H^2}{8\pi}\propto\rho^{4/3}. \tag{11.65}$$

在收缩过程中，ρ 不断变大，H 从而磁压力也相应地不断增大. 由于磁压力与自吸引力的作用方向相反，因此，当收缩进行到一定阶段时，即当气体云的质量达到一定的临界值 M_c 时，气体云就会因磁压力过大而崩溃和分裂. 文献[54]曾对偏心率为 e 的椭球体推算出质量的临界值为

$$M_c=\frac{1}{48\pi^2}\left(\frac{5k}{G}\right)^{3/2}\left(\frac{H}{\rho^{2/3}}\right)^3\frac{1}{1-e^2}; \tag{11.66}$$

式中 k 为一个常数，其数值与 e 有关，当 e 从 0 增加到 1 时，k 从 1 减小到 1/4. 从式(11.66)可以知道，$M_c\propto H^3$，因此，H 的变化对 M_c 有很大的影响. 这意味着，磁场对于恒星的形成是一个重要的因素. 在文献[55]中有关于这方面问题的比较详细的讨论.

§5 天体磁场的起源

天体的磁场是怎样产生的？这是天体磁场研究的一个带根本性的重大的课题. 从十九世纪末期以来，曾有许多天文工作者探讨过这方面的问题，并先后提出过好几种不同的学说. 这些学说中，有的(如下述第一种)早已被否定；有的(如第二种)基本上已成为历史陈迹；那些有一定优点和价值的学

说，因为存在不少缺陷，也面临着困难。可以肯定地说，天体磁场的起源问题还远未获得圆满的解决。但是，为了使读者对这方面的情况有一个概略的了解，我们在下面还是对已有的几种学说作一个综合介绍。

（一）转子学说。

我们在第九章§5中曾经谈到，早在十九世纪末和二十世纪初，有人就提出过天体的磁场是由它们的自转造成的。在本世纪四十年代，布莱克特根据当时所掌握的天体磁场资料正式提出了转子学说，可是不久以后，它又被事实否定了。这是因为，大量的恒星磁场测量结果都与转子学说不相符合；而且更重要的是，直接的物理实验也表明，快速旋转的物体并不显示出磁效应来（见[56]）。虽然快速旋转可以使天体等离子体中的电子和离子分离开来，从而产生磁场，但是，这种效应微乎其微，由此而产生的磁场强度小于 10^{-13} 高斯（见[57]）。

（二）电池学说。

在1950年，比尔曼[48]曾提出，在不断自转的恒星上，电子会因受到压力而形成电流，并由此而产生出围绕自转轴的环形磁场来。这样的磁场是由电子的热运动产生的，热能转化为磁能，这与电池的作用相似，因此被称为电池学说。按照这种说法，即使像太阳这样自转较慢的恒星，也可以由此而得到强达500高斯的磁场。对于快速自转的早型星，以这种方式产生的磁场就会更强。

电池学说不久也遇到了困难。到1962年，有人[58]指出，如果恒星原来有一个偶极磁场，那么，电池效应就很难奏效。例如，一个强度仅为 10^{-4} 高斯的偶极磁场就足以抑制上述效应产生磁场，使之只能达到微不足道的程度。

（三）化石学说。

关于化石学说的基本概念，我们在前面已经谈过了。本

章§2曾推导出磁场的自然衰减时间 $t_0=\frac{4\pi\sigma}{c^2}l^2$，由于天体的导电率($\sigma$)一般都很高，而线性尺度($l$)又很大，因此 t_0 是非常长的．在文献[45]和[50]中曾计算出太阳磁场的自然衰减期为 10^{10} 年；对于银河系盘面，自然衰减时间更长达 10^{10}—10^{12} 年！正是从这一点出发，有人认为，天体现有的磁场是形成它们的星际物质留存下来的．

化石学说的基本观念是容易为人们所接受的，但是，它在一些具体问题上却遭到了不少非难．对化石学说提出的非难主要是两个．第一，上一节已经谈过，对流运动可以使磁场大幅度减弱，甚至消失，而林忠四郎曾认为，恒星演化到主序星之前会经历一个纯对流的阶段．这个纯对流阶段对于磁场"化石"来说当然是一个"生死存亡"的关头．虽然在文献[59]中曾提出过解决的途径，认为对流运动会通过"发电机效应"而产生磁场，但是，在对流与磁场的关系没有弄清楚以前，这个问题还是悬案．第二，更严重的困难是，化石学说给出的磁场应当是基本稳定的，可是，磁星的磁场却往往有大幅度的变化．甚至普遍磁场非常微弱的太阳，它的磁场强度的变化虽然不算大，可是极性有时会发生反转．这些都是化石学说很难说明的现象．

总而言之，对于化石学说目前尚难作出肯定的或否定的结论，今后还值得加以进一步的研究．

(四) 发电机学说．

按照安培定律，电流可以产生磁场．既然宇宙空间的物质大部份都处于电离状态，那么，它们的运动相当于电流，也应当产生磁场．凡是按照这种方式，认为由带电物质的运动而产生磁场的各种假说，都属于发电机学说．最早在1919年，拉莫尔[60]曾提出，是太阳黑子周围的旋涡运动形成了黑子

磁场．这个理论早已被抛弃，但是，它却引出了许多种别的发电机学说．问题在于，什么形式的运动才能产生比较稳定的磁场呢？在过去，人们曾认为（例如见[61,62]），不规则的、紊乱的湍流可以产生磁场；这个观点当然不能使人信服．现在一般认为，只有带电物质的有规则运动才能产生磁场，而且并不是一切有规则的运动都能如此．例如，具有轴对称的带电物质运动就不能维持一个稳定的磁场[63]．

发电机学说要处理的一个重要问题，就是具有偶极磁场（H_p）的天体怎样能产生环形磁场（H_ϕ）．在这方面已经提出来一些设想．例如文献[64]认为，地球内部有一个导电率很高的液态核心，它的不均匀旋转就可以由偶极磁场产生出环形磁场来．

在目前，发电机学说在天体磁场起源的研究中占居了主要地位．它能解释的现象比较多，但是在理论上却不够完整．关于这方面情况的详细讨论请见文献[65]．

最后我们要指出，除了以上四种学说外，还有一种太阳活动周学说．这个学说认为，巴布科克关于太阳磁周的较差自转理论可以用来解释恒星的磁场，只是磁场强度要大幅度增加，而磁周要缩短很多倍．这个学说虽然有它独到之处，但也遇到了不少困难．具体情况请见文献[66]．

§6　星际磁场与宇宙射线

宇宙射线是来自宇宙空间的一种能量极高的粒子流，粒子的最高能量可达 10^{20} 电子伏，远远超过了目前世界上最大的粒子加速器所能达到的能量．这种射线有的来自太阳，有的来自广阔的银河系．宇宙射线粒子大部份是质子，其次是 α 粒子，此外还有少量的重粒子．原始的宇宙射线在进入地球大气层以后与空气分子碰撞，蜕变成为次级宇宙射线．宇宙

射线的研究对基本粒子物理、空间物理和天体物理都有重大的意义. 我们在第十章§1里曾经谈到,宇宙射线的各向同性很可能是由银河系内星际空间的磁场造成的；此外，用公式(10.1)可以推得这个磁场的强度约为10^{-6}高斯，这与用其他方法求得的数值相近. 现在，我们要进一步讨论星际磁场对宇宙线质点的运动和加速这两个方面的影响.

先谈运动. 在理想情况下，一个电荷为Ze、质量为m_i的质点在磁场H中的运动轨迹是一条环绕磁力线的螺旋线. 质点绕磁力线运动的角速度(ω_i)以及轨迹投影在与磁力线垂直的平面上的圆周的半径(r_i)分别由下面两个等式决定:

$$\left.\begin{aligned}\omega_i &= \frac{ZeH}{m_i c},\\ r_i &= \frac{v_\perp}{\omega_i} = \frac{m_i c v_\perp}{ZeH} = \frac{m_i c v}{ZeH}\sin\theta.\end{aligned}\right\} \qquad (11.67)$$

这些公式只适用于非相对论性质点，即要求其速度(v)远小于光速(c). 如果v接近c，即对于相对论性质点，上列公式应改为

$$\left.\begin{aligned}\omega_i &= \frac{ZeH}{m_i c}\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} = \frac{ZeH}{m_i c}\,\frac{m_i c^2}{E},\\ r_i &= \frac{c\sin\theta}{\omega_i} = \frac{E\sin\theta}{300ZH};\end{aligned}\right\} \qquad (11.68)$$

式中E以电子伏为单位. 必须指出，实际情况往往比这些公式所描述的运动要复杂得多. 当有电场或别的力场存在时，以及当磁场不均匀时，带电质点在磁场中就不仅是沿着螺旋线运动，而且还会**漂移**. 但是，一般说来，漂移的量不会很大. 例如，取磁场不均匀结构的尺度为$l = 30$秒差距，$H = 10^{-5}$高斯，$E = 10^{10}$电子伏，则在10^{17}秒的长时间内，一个质子跑了10^9秒差距的路程，而漂移只有30秒差距(详细计算见文献

[67]).

下面我们讨论加速的问题. 在本节开始时曾谈到，宇宙射线质点的能量非常高，远远超过当代最大的人工加速器所能达到的能量（约 10^{11} 电子伏）. 那么，在茫茫的宇宙空间或者在某些天体上，是什么机制使得质点加速成宇宙射线的能量？对这样一个值得深入研究的重要课题，科学工作者已经提出过许多种学说. 例如，太阳耀斑、新星和超新星、磁星以及河外星系群，它们都可能产生出宇宙射线. 但是，目前比较流行的学说，是认为银河系内的星际空间磁场能够把带电质点加速成宇宙射线. 现在已经提出的加速和减速机制有以下几种：

（1）费米统计机制. 在星际空间和星云中存在着强烈的湍流运动，这时虽然整个系统并没有显著的膨胀或收缩，但在湍流运动中质点会不断碰撞，从而获得或丧失能量，其中一部份质点就会逐步被加速. 就相对论性质点来说，它的能量的变化为

$$\frac{dE}{dt} = \frac{U^2}{lc}E; \tag{11.69}$$

式中 $U = \frac{E\sin^2\theta}{ZHl} \times 10^8$ 是漂移速度， l 是不均匀结构的尺度.

（2）不稳定磁场中的电子感应加速. 这种机制使相对论性质点产生的能量变化与磁场强度变化的关系为

$$\frac{d\ln E}{dt} = \frac{1}{2}\frac{d\ln H}{dt}. \tag{11.70}$$

一般说来，在星际空间和星云中磁场的变化并不十分剧烈，也不是单调变化的，所以这种机制的作用不会很大.

（3）磁场内碰撞减速. 如果范围为 R 的带电质点系统在膨胀，膨胀的速度为 V，而且系统内的磁场不均匀，那么，相

对论性质点的能量变化就由下式决定：

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{V}{R}E. \tag{11.71}$$

在超新星外壳中就可能是这种机制在起作用．如果具有不均匀磁场的系统是在收缩，那么质点就受到加速．

（4）磁阱内的加速．如果带电质点掉进磁场的两个“壁”（即两个强磁场区域）之间，质点由于多次碰撞在“壁”上反射，它就会因此而得到加速．加速到一定程度时，质点又会从磁阱中逃出．

（5）在磁流体冲击波波前的加速．如果带电质点轨道的半径比冲击波波前的宽度大得多，而质点的速度比波动的速度快得多，那么，质点就可以多次穿越冲击波前．既然在波前的前面和后面的磁场强度不一样，质点每次穿越波前时的角度和速度也就会不相同，这将引起动量（p）的变化：

$$p = p_0 \exp\left\{\int_{\varphi_0}^{\pi/2} \frac{2\left(1-\frac{v_2}{v_1}\right)\cos^2\varphi d\varphi}{\frac{v_2}{v_1}(\pi+2\varphi)+(\pi-2\varphi)-2\left(1-\frac{v_2}{v_1}\right)\sin\varphi\cos\varphi}\right\}; \tag{11.72}$$

式中 p_0 和 φ_0 各为质点第一次穿越波前时的动量和它与法线的夹角，v_1 和 v_2 为质点在穿越波前前后相对于波前的速度．

除以上五种机制外，磁阻尼辐射（在相对论性情况下称为同步迴旋辐射）、逆康普顿（Compton）效应等也都可以使带电质点在星际磁场中运动时发生速度变化．关于这些方面的详细情况请见文献[67，68]．

参 考 文 献

[1] Рачковский Д. Н., 1963, *Изв Кр АО*, **29**, **97**.
[2] Обридко В. Н., 1965, *А. Ж.*, **42**, 502.
[3] Рачковский Д. Н., 1963, *Изв Кр АО*, **30**. **267**.
[4] Rees D. E., 1969, *Sol. Phys.*, **10**, 268.
[5] Hubenet H., 1954, *Z. Astrophys.*, **34**, 110.
[6] Mattig W., 1958, *Z. Astrophys.*, **44**, 280.
[7] Барановский Э. А., Степанов В. Е., 1959, *Изв Кр АО*, **21**. 180.
[8] Michard R., 1961, *C.R. Acad. Sci.*, **253**, 2857
[9] Moe O. K., 1968, *Sol. Phys.*, **4**, 267.
[10] Beckers J. M., 1969, *Sol. Phys.*, **9**, 372.
[11] Stenflo J. O., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 101
[12] Рачковский Д. Н., 1962, *Изв Кр АО*. **27**, 148.
[13] Beckers J. M., Schröter E. H., 1968. *Sol Phys.*, **4**, 142.
[14] Harvey J., Livingston W., 1969, *Sol. Phys.*, **10**, 283.
[15] Stenflo J. O., 1968, Acta Univ. Lund, II, No. 2.
[16] Staude J., 1970, *Sol. Phys.*, **12**, 84.
[17] Domke H., Staude J., 1973, *Sol. Phys.*, **31**, 279, 291.
[18] Sidlichovsky M., 1974, *B.A.C.*, **25**, 198.
[19] House L. L., Steinitz R., 1975, *Ap. J.*, **195**, 235.
[20] Degl'innocenti E. C., Degl'innocenti M. C., 1972, *Sol. Phys.*, **27**, 319.
[21] Cowling T. G., 1953, 见 The Sun, ed. G. P. Kuiper, 532.
[22] Cowling T. G., 1957, Magnetohydrodynamics.
[23] Spitzer L., 1956, Physics of Fully Ionized Gases.
[24] Alfvén H., Fälthammar C.-G., 1963, Cosmical Electrodynamics, 2nd ed.
[25] Russell H. N., 1921, *Ap. J.*, **54**, 293.
[26] Rosseland S., 1926, *Ap. J.*, **63**, 356.
[27] Bjerknes V., 1926, *Ap. J.*, **64**, 93.
[28] Biermann L., 1941, *Vierteljahr. Astr. Gesellsch.*, **76**, **194**.
[29] Hoyle F., 1949, 在 *Solar Physics.*, 中有他的一些最近的工作.
[30] Parker E. N., 1974, *Sol. Phys.*, **36**, 249; **37**, 127; 1975, *Sol. Phys.*, **40**, 275, 291.
[31] Schatzman E., 1961, *Ann. Astrophys.*, **25**, 18.
[32] Schlüter A., Temesváry S., 1958, 见 Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, ed. B. Lehnert, p. 263.
[33] Alfvén H., 1942, *Ark. f. Mat. Astr. och Fys.*, **29**B, No. 2.

[34] Walén C., **1941**, *Ark. f. Mat. Astr. och. Fys.*, **30**A, No. 15.
[35] Bullard E. C., **1955**, 见 Vistas in Astronomy, ed. A. Beer, vol. 1, p. 685.
[36] Babcock H. W., 1961, *Ap. J.*, **133**, 572.
[37] Parker E. N., 1975, *Ap. J.*, **198**, 205.
[38] Kopecky M., 1963, *B.A.C.*, **14**, 231.
[39] Kopecky M., 1970, 见 Adv. Astr. Astrophys., vol. 7, p. 57.
[40] Godoli G., 1966, *Observatory*, **86**, 243.
[41] Nakagawa Y., Swarztrauber P., 1969, *Ap. J.*, **155**, 295.
[42] Leighton R. B., 1969, *Ap. J.*, **156**, 1.
[43] Nakagawa Y., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 725.
[44] Stenflo J. O., 1972, *Sol. Phys.*, **23**, 307.
[45] Cowling T. G., 1945, *M. N. R.A.S.*, **105**, 166.
[46] Chandrasekhar S., Fermi E., 1953, *Ap. J.*, **118**, 116.
[47] Ledoux P., 1967, 见 The Magnetic and Related Stars, ed. R. C. Cameron, p. 65.
[48] Biermann L., 1950, *Z. Naturforsch.*, **5a**, 65.
[49] Roxburgh L. W., 1967; 见 The Magnetic and Related Stars, ed. R. C. Cameron, p. 45.
[50] Wrubel M. H., 1952, *Ap. J.*, **116**, 291.
[51] Hayashi C., 1961, *Publ. Astr. Soc. Japan*, **13**, 450.
[52] Cowling T. G., 1965, 见 Stellar and Solar Magnetic Fields, ed. R. Lüst. p. 405.
[53] Wright G. A. E., 1974, *M.N.R.A.S.*, **167**, 527.
[54] Mestel L., 1965, *Quart. J.R.A.S.*, **6**, 265.
[55] Mestel L., 1969, 见 Plasma Instabilities in Astrophysics, ed. D. G. Wentzel and D. A. Tidman, p. 329.
[56] Blackett P. M. S., 1952, *Phil. Trans. Roy. Soc.* (London), A**245**, 309.
[57] Raychaudhuri P., 1972. *Astrophys. Sp. Sci.*, **18**, 425.
[58] Mestel L., Roxburgh I. W., 1962, *Ap. J.*, **136**, 615.
[59] Batchelor G. K., 1950, *Proc. Roy. Soc.*, A**201**, 405.
[60] Larmor J., 1919, *Brit. Assoc. Reports*, **159**.
[61] Alfvén H., 1947, *M.N.R.A.S.*, **107**, 211.
[62] Chandrasekhar S., 1955, *Proc. Roy. Soc.* (London), **A229, 1**; A**233**, 322, 330.
[63] Parker E. N. 1970, *Ap. J.*, **160**, 383.
[64] Elsasser W. M., 1945, *Phys. Rev.*, **69**, 106.
[65] Weiss N. O., 1974, 见 Magnetohydrodynamics, by J. Mestel and N. O. Weiss, p. 183.

[66] Babcock H. W., 1960, 见 Stellar Atmospheres, ed. J. L. Greenstein, p. 282.
[67] Каплан С. А., Пикельнер С. Б., 1963, Межзвездная среда, Гл. IV.
[68] Дорман Л. И., 1975, Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей, Гл. III.

附　　录

本书脱稿后，编著者又查阅到天体磁场研究方面的一些最新资料，现挑选几个意义较大的题材作一简略介绍，作为本书的附录.

§1　斯托克斯偏振计

第二章曾经谈到，测量天体磁场主要是根据塞曼效应引起的谱线偏振，而代表偏振状态的最常用的方法是四个斯托克斯参数．因此，如果能够直接测量斯托克斯参数，原则上我们就可以取得有关磁场的一切信息．按照这样的想法，近年来陆续制成了一些斯托克斯偏振计（例如见文献 [1,2]）．这里，我们只介绍美国高山天文台的斯托克斯偏振计[3,4]，因为它和同类型的仪器比较起来，精度较高，资料处理方法比较完整，而且已投入正规观测.

高山天文台的斯托克斯偏振计安装在沙克拉门托峰（Sacramento Peak）天文台，放在 40 厘米日冕仪的主焦点上．它的光路结构见图 A.1．偏振计前面装有两个 KD*P 晶体，用不同的频率作光电调制．晶体后面有 1/4 波片和偏振光分离器．再后是光谱仪和一对光电倍增管．从光电倍增管输出电电讯号可以作迭合放大和差分放大．迭合放大的讯号与第一个斯托克斯参数 I（强度）成正比；而差分放大的讯号，按不同的调制频率分别与其他三个参数 Q，U（线偏振）和 V（圆偏振）成正比．四个参数是同时测出的．观测时把光栅来回转动，就可以对谱线轮廓上的各点依次测出四个参数．仪器的

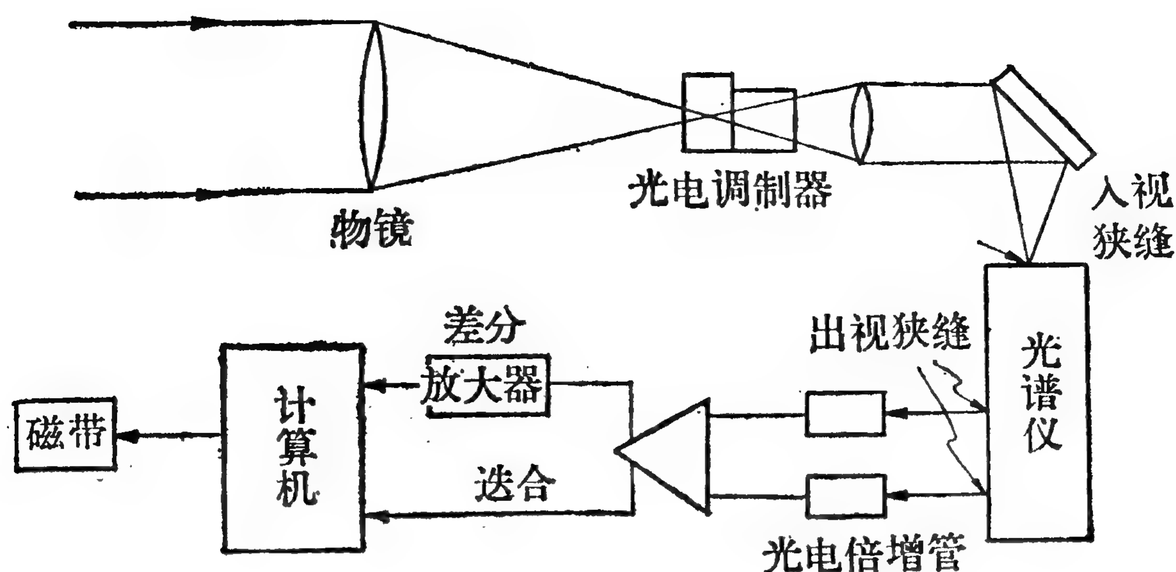


图 A.1　斯托克斯偏振计的光路图

空间分辨率是 0.″7 × 6″，色散度是 7.7 毫米/埃. 光栅每转动 0.0012 埃停一下，在 25 秒钟内可以扫描 75 次.

从原理上说，有了四个斯托克斯参数就可以按公式(2.12)计算辐射强度、偏振度、偏振面的方位角，以及椭圆偏振光的椭率. 不过，这只有在光学深度极小的情况下才能够做到. 如果考虑到谱线是在一定深度范围内由复杂的辐射转移过程形成的，就必须利用磁场内的谱线形成理论来计算理论上的斯托克斯参数轮廓，使其与观测轮廓相符合，并在这个过程中探求磁场在大气中的分布情况. 在这方面有以下四种做法：

（1）用海野和三郎的理论，在局部热动平衡假设条件下，从每条轮廓取两点作计算.

（2）用非线性的最小二乘法，使观测轮廓上的各点都能与按海野理论算出的轮廓相符.

（3）用比较精确的大气模型，对斯托克斯参数转移方程组作数值积分.

（4）对强线和非热动平衡的大气模型，按豪斯等人[5,6]提出的在非热动平衡条体下的磁场内谱线形成理论，计算理论的斯托克斯参数轮廓. 对于速度场的梯度以及磁场随深度的

变化，可以在计算中一并加以考虑.

以上处理的计算都很麻烦，一般需用快速电子计算机才能胜任.

已经用高山天文台的斯托克斯偏振计对太阳黑子作过多次观测. 图 A.2 是用 Fe I λ6173 测得的一个实例. 利用这样的测量结果，可以计算黑子磁力线的空间分布. 大致说来，这种分布与扇形模型一致. 将来还准备用这架仪器来观测日珥的磁场.

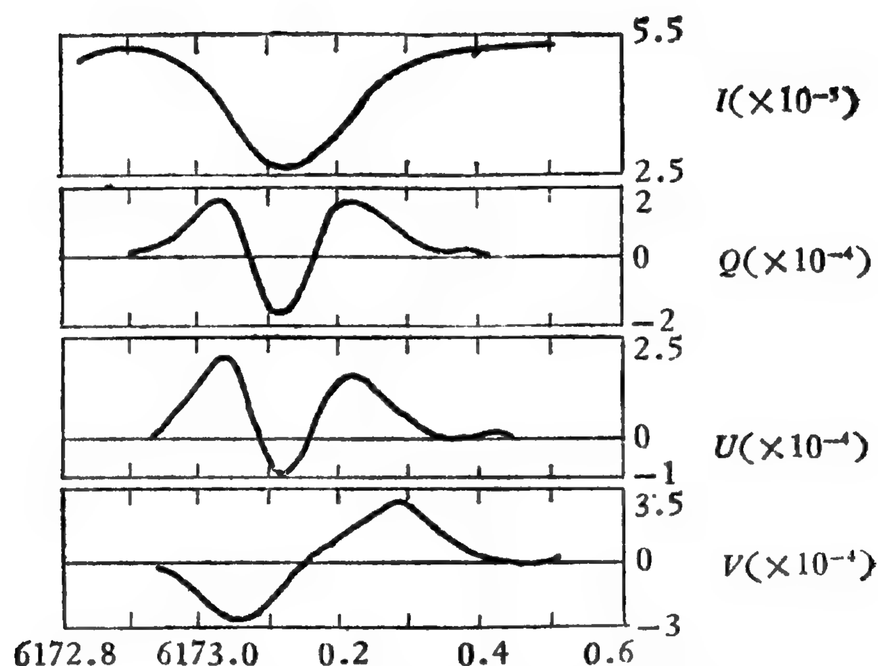


图 A.2 太阳黑子的斯托克斯参数轮廓
（强度以日面中心为准，取作 10^6）

§2 太阳整体磁场测量仪

本书第七章 §5 曾介绍过太阳的整体磁场，即把太阳当作一颗恒星来观测时所测得的磁场. 近年来，这方面的观测很受重视，这是因为，太阳的整体磁场与行星际空间的扇形磁场关系密切，而且显示出比较明显的地球物理效应. 目前，世界上有克里米亚、威尔逊山和斯坦福大学三个天文台在从事这项观测，其中以斯坦福大学天文台的观测精度最高. 该天文台专门制作了一架太阳整体磁场测量仪，放在小型太阳塔

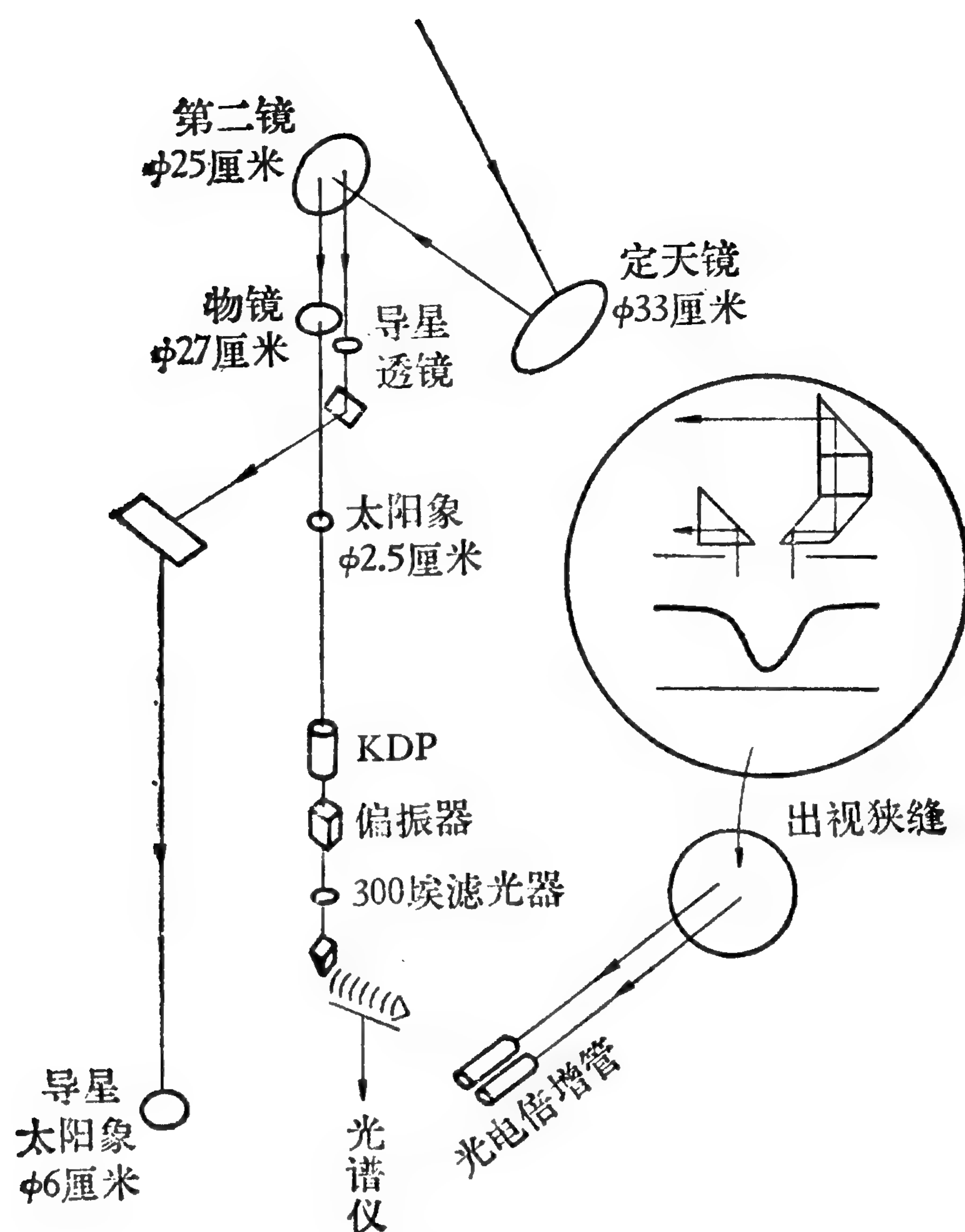


图 A.3　太阳整体磁场测量仪

内，进行太阳整体磁场的正规测量．仪器的光路见图 A.3．由定天镜向下射入的太阳光经过透镜形成一个直径为 2.5 厘米的太阳象．用类似针孔成象的方法使太阳象上各点的光全部穿过狭缝，射到准直镜上．狭缝长 10 厘米，宽 100 微米．用象切分器使整个狭缝都照满．光栅刻线面积为 15 × 13 厘米；采用五级光谱，色散度达 13 毫米/埃．工作谱线为 Fe I λ5250．用 KDP 晶体进行光电调制，频率为 110周/秒；每隔 1/10 秒得出一个记录．测量误差为 0.08 高斯．仪器偏振从早到晚不断变化，平均变化为 0.2%．为消除仪器偏振的影响，除磁场敏感谱线（λ5250）外，另外再观测一条对磁场完全不敏感的谱线（λ5124），后者给出的磁场强度就代表仪器的偏振．真正的磁

场强度为 $H(\odot) = H(\lambda5250) - 0.7H(\lambda5124)$，这里引进系数 0.7 是因为两条谱线轮廓的斜率不一样.

这架仪器只能测出太阳整体磁场强度的纵向分量．观测表明，这个分量不超过 ±1 高斯． 太阳整体磁场的极性经常转换，转换的时刻与行星际空间扇形磁场的变化完全吻合. 值得指出的是，当冕洞[1)]出现时，整体磁场极性的转换要推迟大约两天，而且这时整体磁场的强度变化幅度增大约一倍. 不过，这种情况只观测到几次，所以它是不是普遍的规律，还有待于作进一步的研究.

§ 3 太阳普遍磁场的极性转换

我们在第七章§2里曾经谈到，太阳普遍磁场有时会在短期内转换极性，即N极变为S极，S极变为N极．人们曾经在1957—58年和1971—72年两次直接观测到过这样的反转. 那么，是否在每个太阳活动周都会发生一次这样的极性转换？图7.3给出了谢维尔内整理的半个多世纪以来的观测资料，由于早期的观测很不可靠，因此仍然不能完全肯定在每个活动周都产生过极性转换．最近，基特峰天文台的希勒，利用威尔逊山天文台从二十世纪初期开始累积起来的大量的太阳白光照片，成功地解决了这个问题[7]． 在白光照片上可以看见光斑，希勒发现，太阳两极区域光斑的数目与极区磁场的强度成正比．这样，利用1906年以来的光斑资料，就可以追溯七十年来极区磁场的变化．图A.4中，实线表示极区光斑数目逐年的变化，虚线表示黑子相对数的变化(分别对南、北两半球画出)．由此图可以看出，在每一个太阳活动峰年附近(这时黑子相对数达到极大)，极区光斑数先逐步减少到零，然后又开

1) 即日冕白光象上的大片暗黑区域，那里的温度和密度都比正常日冕低一些．冕洞可以说是活动区的对立面，它们经常出现在磁场开放的区域.

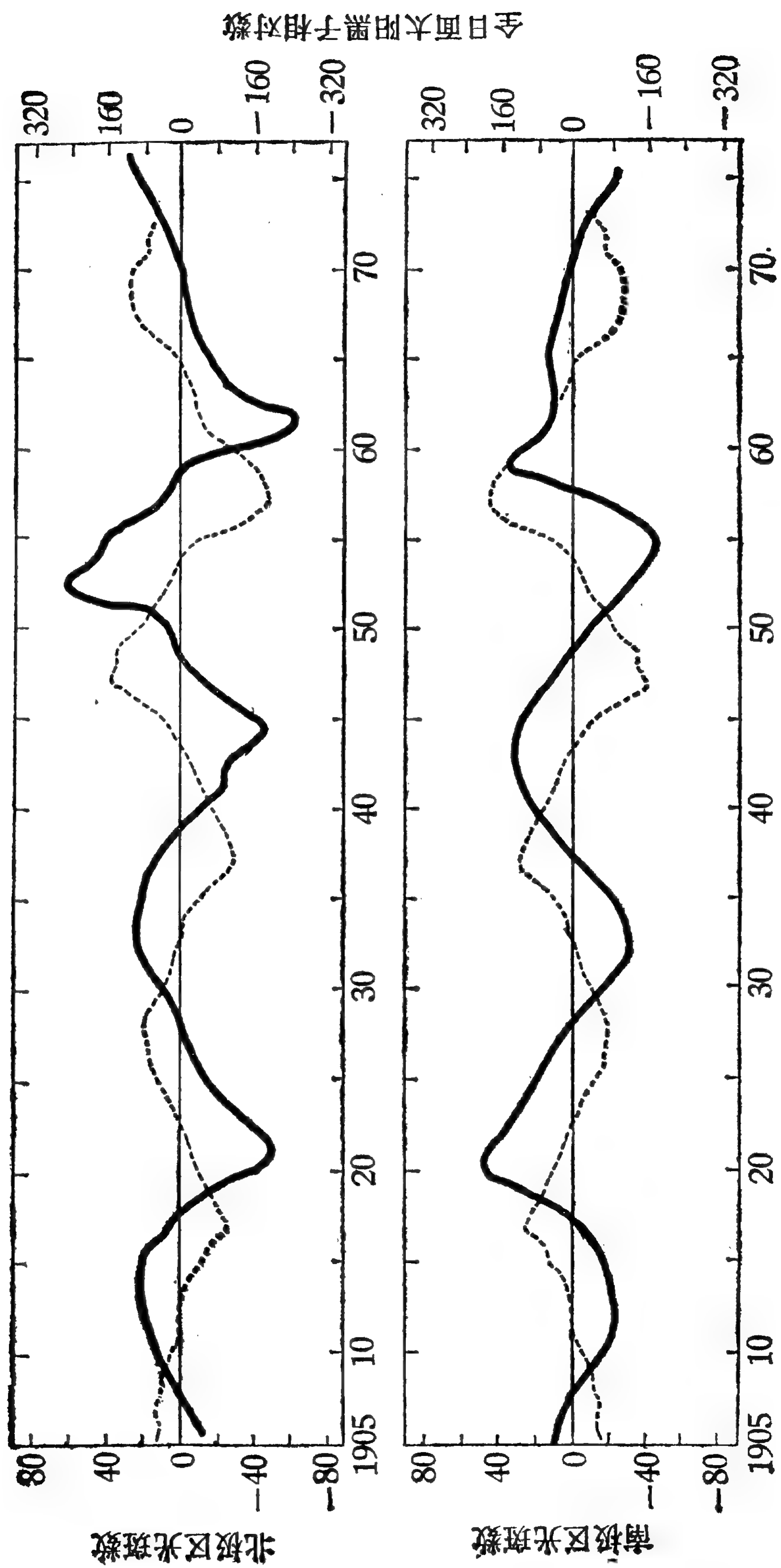


图 A.4 1906—1976 年太阳极区光斑数与黑子相对数

始回升，这意味着极区磁场经历着一次极性反转．一般说来，太阳普遍磁场的极性反转是发生在太阳活动峰年之后的一两年内。以上结论是根据较长时期的观测资料得出的，所以可以认为，太阳普遍磁场定期转换极性是一个长期成立的规律．

§4 日面扇形磁场的结构

对太阳整体磁场的观测表明，日面上(主要是在赤道两边各 35° 的区域内)存在着扇形磁场结构．行星际空间的扇形磁场可以认为就是它的扩充和延续．不久前，斯坦福大学斯法耳加尔德(Svalgaard)等，利用威尔逊山天文台 1959—1973 年的磁象仪记录，对每一个太阳自转周画出了一张日面磁场的综合图[8]．可以设法在这种综合图上定出扇形磁场分界线的位置．具体做法是，查出行星际扇形磁场分界线扫过地球时刻日面中心经线的经度，从中减去60°．这是因为，太阳风从太阳吹到地球需要 4.5 天，这期间太阳自转约60°．由于1965年以前的行星际磁场的空间观测资料很少，斯法耳加尔德等是根据地磁资料来推导出 1959—1964 年间行星际空间磁场扇形分界线扫过地球的时刻[9]．为了减少局部磁场的影响，他们故意降低了日面磁图的分辨率．威尔逊山天文台磁象仪观测的空间分辨率为20″ × 20″，这相当于日面上的1° × 1°．斯法耳加尔德等在 4° × 10° 范围内(这比一般活动区大)求磁场平均值，并把 8 高斯以上的磁场全部抛弃不计，这样一来，磁场的分布在磁图上就显示出在扇形分界线的两侧有明显的差异，大致说来一边是 *N* 极，另一边是 *S* 极．如果把许多张综合图叠加在一起，这种情况仍很明显．图 A.5 给出一个实例．令人惊奇的是，在从 1959 年到 1973 年共十五年间，总共出现过 454 条扇形边界，可是边界两侧的极性分布仍然是

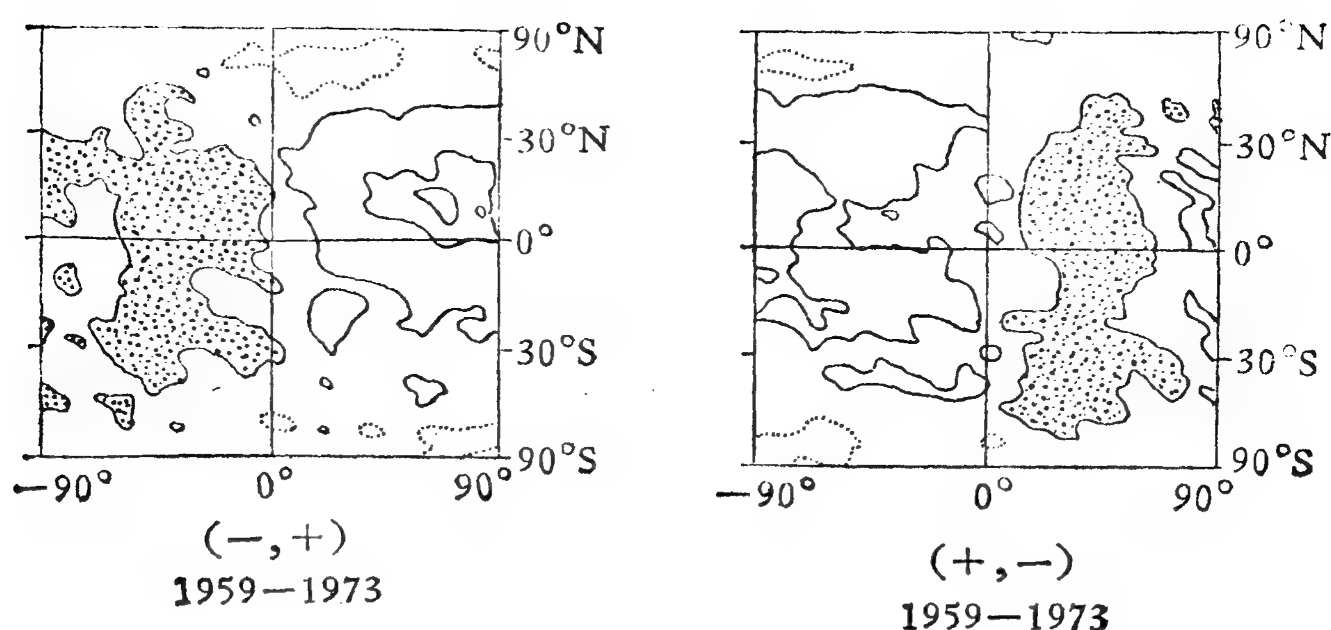


图 A.5 1959—1973 年日面扇形磁场

显著不一样． 这令人信服地表明，日面扇形磁场是长时期存在的．还应指出，无论是在太阳活动的峰年还是谷年，都明显地存在着日面扇形磁场． 尤其引人注目的是，扇形磁场边界始终保持在南北方向上，十几年的较差自转也不能使它变形．这大概意味着，太阳整体磁场的扇形结构是根深蒂固的，是一种带有根本性的磁场结构，它似乎服从一种刚性自转规律．这一现象给太阳磁场的研究提出了一个新的课题．已经有人着手研究在光球下面产生扇形磁场结构的物理过程[10,11]，但目前还没有得到比较肯定的结论．

在日面扇形磁场区域内，磁场强度一般可达0.5高斯．值得注意的是，在扇形区域的边界上，磁场强度并不等于零，实测结果是 −0.08 高斯．这个数值不大可靠，因为它已经接近测量误差的大小．

应当指出，扇形磁场结构的边界在光球层里，是在南北方向上(即与日面赤道垂直)．但是，在远离太阳的行星际空间，这些边界会偏离南北方向，而且距离愈远，偏离愈大(图A.6)．这就告诉我们，严格说来，扇形磁场结构只存在于太阳赤道面附近的薄层空间中，整个行星际空间的磁场结构却是比较复杂的．

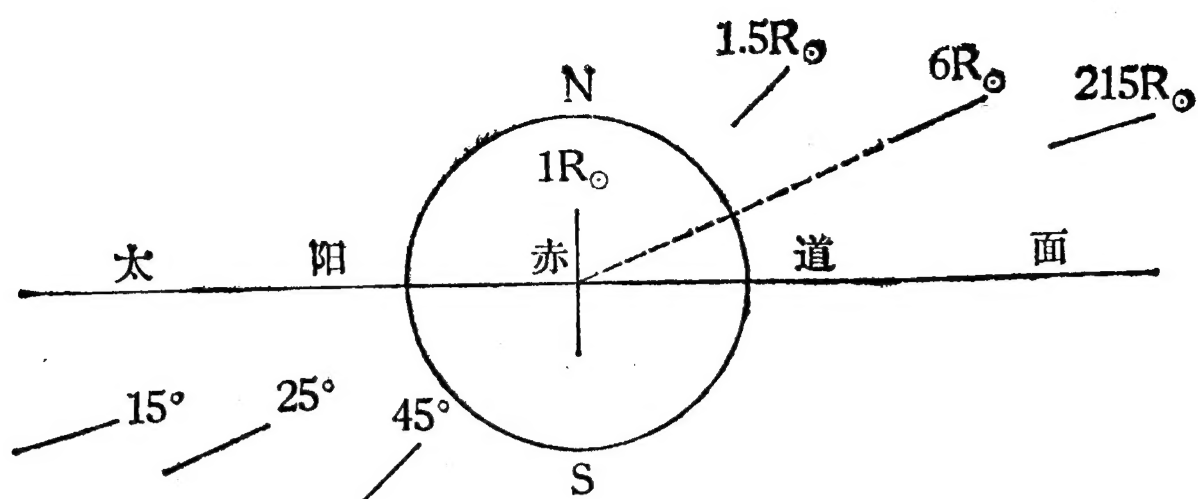


图 A.6 扇形磁场边界的倾斜

§5 日面扇形磁场的黑尔边界

斯法耳加尔德等人对日面扇形磁场所作的精细研究，发现一些有意义的规律[12]. 他们指出，如果在扇形边界的两侧，极性分布与偶极黑子群极性分布规律[1]相符（这样的边界叫做**黑尔扇形边界**，在图 A.7 中用粗线表示），日冕绿线（Fe XIV λ5303）的亮度就达到极大；反之，在非黑尔扇形边界（图A.7中用细线表示）附近，日冕绿线的亮度就是极小. 无论在日面低

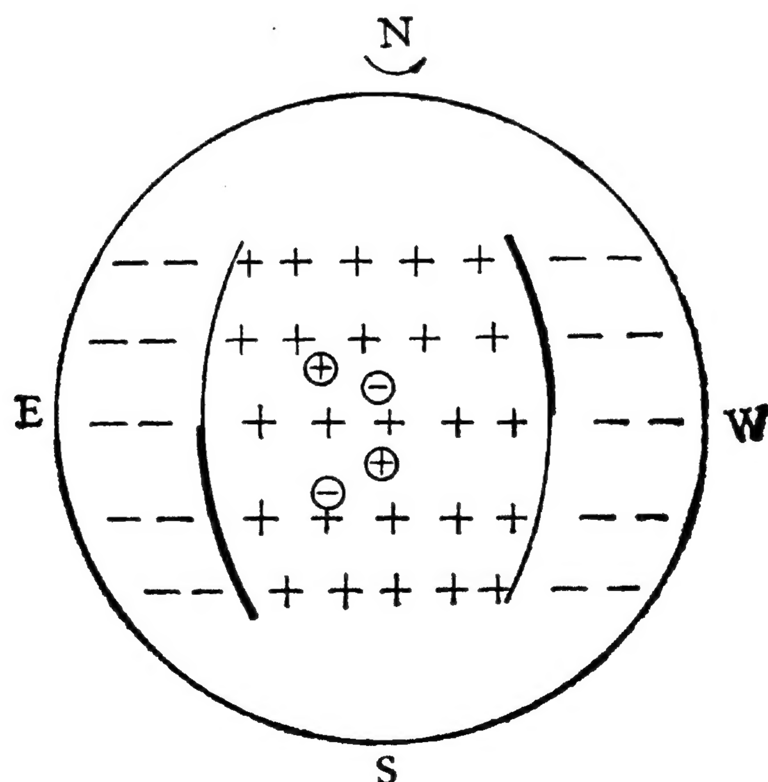


图 A.7 日面扇形磁场的黑尔边界

1) 见第四章 §1.

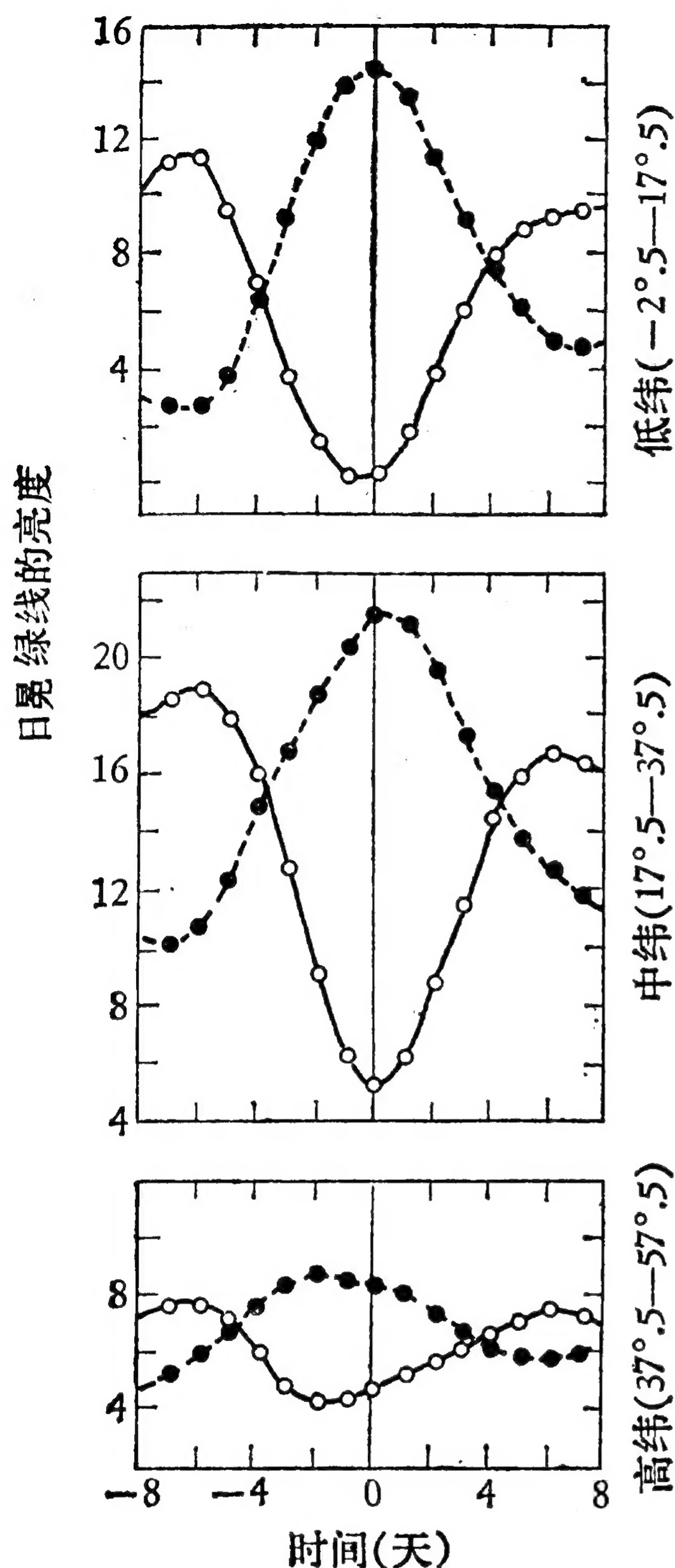


图 A.8 黑尔边界附近的日冕绿线亮度分布

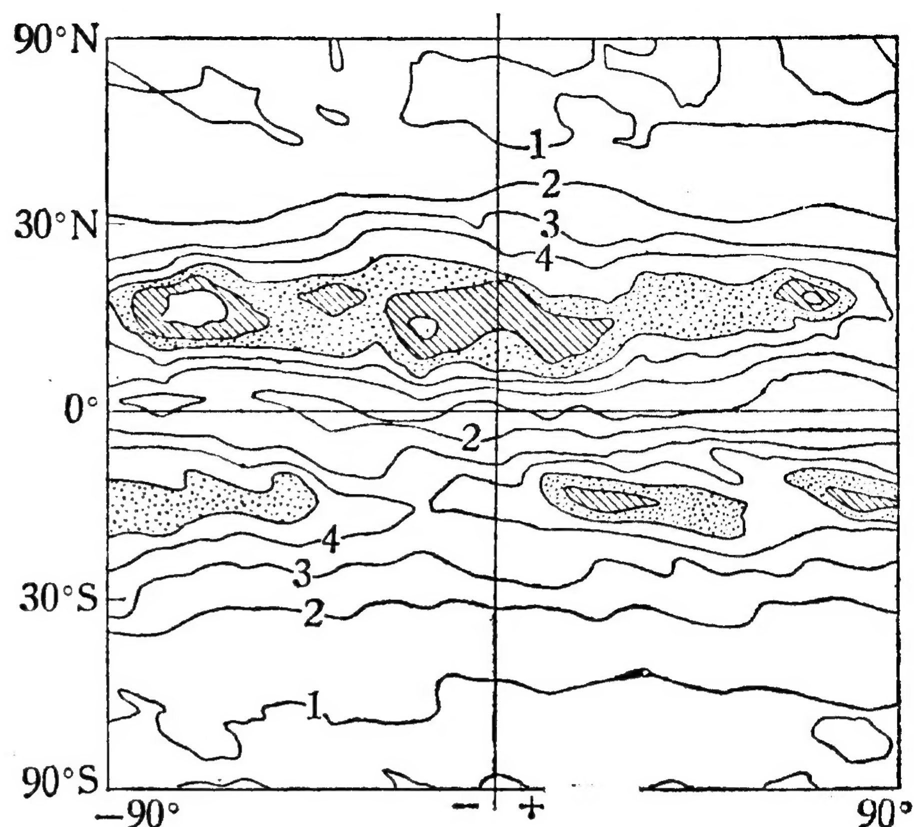


图 A.9 黑尔边界与非黑尔边界附近的磁场

纬、中纬和高纬区域，情况都是这样. 图 A.8 给出一个实例. 斯法耳加尔德等是在分析了太阳活动第 18，19 和 20 周的大量资料以后才得到上述结果的. 此外，他们利用威尔逊山天文台1967—1973年的磁象仪记录，还发现了在黑尔边界附近日面局部磁场较强，而在非黑尔边界附近局部磁场较弱. 在上述六年中一共出现过 104 条扇形磁场边界，图 A.9 就是这段时期的叠加而成的日面综合磁图. 图中，中央经线上面一半是黑尔边界，下面一半是非黑尔边界. 在这两段边界附近，日面局部磁场的强度相差悬殊，对比十分明显.

黑尔边界的发现，对太阳活动区磁场的研究具有重要意义. 这一现象的物理实质是什么，是又一个值得研究的问

题.

§6 月球和行星表面的磁场分布

对于月球和行星等固态天体，不能用谱线的塞曼效应等方法测量其磁场. 在这种情况下,需要一些特殊的方法,这在第八章已经介绍过了. 现在我们补充介绍近年来美国加利福尼亚大学空间科学实验室所发展的一项新技术[13]，用它可以非常精密地测量月球和行星表面微弱磁场的强度及其分布. 曾在阿波罗 15 号和 16 号飞船的指令舱上用这项技术测量过月球表面的磁场,取得了很好的结果. 在绕月飞行中,指令舱发射出一束束低能量(<15千电子伏)的电子流. 由于在月面之上的空间中有磁场(即行星际空间磁场)，电子流运动的轨迹是以磁力线为轴线的螺旋线. 螺旋线的切线与轴线方向的夹角称为倾斜角. 电子流如果射到月面上没有磁场的区域，将会散失；但是，如果射到有磁场的区域,就会受到反射. 被反射回来的电子流量占原来流量的百分比，同月面磁场的强度、范围和方向有关. 在指令舱上测出反射电子的流量,就可用下列公式算出月球表面磁场的强度 B_s:

$$B_s = B_h/\sin^2 \alpha_h;$$

式中 B_h 为在指令舱附近的磁场强度，α_h 为被反射电子流的最小倾斜角. 据文献[13]报道,这种测量的精度非常高,可达 0.01 伽玛(即 10^{-7} 高斯)，并能测出月面上范围为 1 公里的磁场结构.

上述测量磁场的方法原则上也可应用于行星.

参 考 文 献

[1] Orrall F. Q., 1971, 见 Solar Magnetic Fields, ed. R. Howard, p. 30.

[2] Cacciani A., Fofi M., 1971, *Solar Phys.*, **19**, 270.
[3] Baur T. et al., 1974, 见 Planets, Stars and Nebulae Studied with Photopolarimetry, ed. T. Gehrels.
[4] House L. L. et al., 1975, *Solar Phys.*. **45**, 495.
[5] House L. L., Steinitz R., 1973, *Astrophys. Letters*, **15**, 129.
[6] House L. L., Steinitz. R., 1975, *Ap. J.*, **195**, 235.
[7] Sheeley Jr., N. R., 1976, *Jour. Geophys, Res.*, **81**, 3462.
[8] Svalgaaard L. et al., 1975, *SUIPR*[1)]*Report* No. 639.
[9] Svalgaard L. et al., 1975, *SUIPR Report*, No. 629.
[10] Suess S. T., 1975, *J. Am. Inst. Aeron Astron.*, **13**, 443.
[11] Wolff C. L., 1974, *Ap. J.*, **194**, 489.
[12] Svalgaard L., Wilcox J. M., 1976, *SUIPR Report*, No. 661; 或 *Solar Phys.*, **49**, 177.
[13] Anderson K. A. et al., 1975, *Space Sci. Instrumentation*, **1**, 439.

1) = Stanford Univ. Inst. Plasma Res.